
Untersuchung magnetischer Materialien mit Methoden der Ferromagnetischen Resonanz



DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der Fakultät für Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von

Markus Otto Härtinger

aus Regensburg

2016

Promotionsgesuch eingereicht am: 08.03.2016

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Christian H. Back

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. Vladimir Braun
1. Gutachter:	Prof. Dr. Christian H. Back
2. Gutachter:	Prof. Dr. Christian Schüller
weiterer Prüfer:	Prof. Dr. Dominique Bougeard

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theorie der Ferromagnetischen Resonanz	5
2.1. Magnetische Momente und Magnetisierung	5
2.2. Magnetische Wechselwirkungen	6
2.2.1. Magnetische Dipolwechselwirkung	6
2.2.2. Austauschwechselwirkung	7
2.2.3. Spin-Bahn-Wechselwirkung	9
2.3. Energiebeiträge der Magnetisierung	10
2.3.1. Zeemanenergie	10
2.3.2. Magnetokristalline Anisotropieenergie	10
2.3.3. Entmagnetisierende Energie	12
2.4. Dynamik der Magnetisierung	12
2.4.1. Bewegungsgleichung des Magnetisierungsvektors	13
2.4.2. Ferromagnetische Resonanz (FMR)	14
2.4.3. Ferromagnetische Resonanz der uniformen Mode	14
2.4.3.1. Allgemeine Resonanzbedingung	15
2.4.3.2. Dynamische Suszeptibilität	17
2.4.3.3. Herleitung der Resonanzbedingung für die in-plane Konfiguration aus der Suszeptibilität	19
2.4.3.4. Resonanzbedingung für die senkrechte Konfigura- tion	20
2.4.4. Resonanzspektrum ultradünner Filme in der in-plane Kon- figuration	21
2.5. Beiträge der Dämpfung und Inhomogenitäten zur Linienbreite der Ferromagnetischen Resonanz	22
2.6. Spinwellen	24
2.6.1. Magnetostatische Spinwellen	24
2.6.2. Austauschdominierte Spinwellen	26
2.6.3. Dipol-Exchange Spinwellen	27
2.7. Nichtlineare Ferromagnetische Resonanz	28
2.7.1. Entwicklung des Hamilton-Operators	29
2.7.2. Nichtlineare Beiträge aus der Entwicklung des Hamilton- Operators	30

3. Experimentelle Techniken zur Untersuchung Ferromagnetischer Resonanz	33
3.1. Klassischer Aufbau zur Messung der Ferromagnetischen Resonanz	33
3.1.1. Prinzip eines FMR-Aufbaus	33
3.1.2. FMR-Messung mit variablem externen Magnetfeld	34
3.1.3. FMR-Messung mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator (VNA)	36
3.2. Koplanarer Wellenleiter (CPW) zur Erzeugung eines Mikrowellenfeldes an der Probe	38
3.2.1. Aufbau eines koplanaren Wellenleiters	39
3.2.2. Simulation der Felder eines koplanaren Wellenleiters	40
3.3. Resonanzmessung mit dem zeitaufgelösten zirkularen magnetischen Röntgendiffraktions (XMCD-FMR-Aufbau)	43
3.4. Mikromagnetische Simulationen zum Vergleich mit den gemessenen FMR-Daten	47
4. Theorie und Aufbau zur Messung des Spin-Pumpen-Effekts	51
4.1. Streutransporttheorie	51
4.2. Theorie des Spin-Pumpens	53
4.3. Quantitative Betrachtung des gepumpten DC-Spinstroms in Ferromagnetischer Resonanz	56
4.4. Umwandlung des Spinstroms in einen Ladungsstrom und Inverser Spin-Hall-Effekt (ISHE)	58
4.5. Messung einer ISHE-Spannung V_{ISHE}	60
4.6. Parasitäre Spannung durch den anisotropen Magnetowiderstand-Effekt (AMR)	62
4.7. Experimenteller Zugang zum Inversen Spin-Hall-Effekt (ISHE)	65
5. Spin-Pumpen an verschiedenen magnetischen Materialien	69
5.1. Untersuchung des Spin-Pumpen-Effekts an YIG/Pt durch Betrachtung der Dämpfung bei Ferromagnetischer Resonanz	70
5.1.1. Bestimmung der Spin-Mixing-Conductivity am Beispiel von YIG/Pt	74
5.1.2. Bestimmung der Spin-Diffusionslänge für YIG/Pt	75
5.2. Spin-Pumpen an $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Py) in Kombination mit verschiedenen nicht-magnetischen Normalmetallen	77
5.2.1. Spin-Pumpen unter Verwendung reiner nicht-magnetischer Normalmetalle	77
5.2.2. Spin-Pumpen an Py mit $\text{Au}_x\text{Pt}_{1-x}$ -Legierungen als Normalmetall	80
5.3. Quantitativer Vergleich des Spin-Pumpens gemessen durch Erhöhung der Dämpfung und des Inversen Spin-Hall-Effekts an YIG/Pt	83

5.4.	Bestimmung des Auslenkwinkels parallel zur Messung des ISHE	85
5.4.1.	ISHE-Messungen mit einem in-plane Mikrowellenanregungs- feld an Py/Pt-Streifen	86
5.4.2.	ISHE-Messungen mit einem senkrechten Mikrowellenanre- gungsfeld an Py/Pt-Streifen	88
5.4.3.	Simultane ISHE- und XMCD-Messungen an YIG/Pt	89
5.5.	Temperaturabhängigkeit des Spin-Pumpens an YIG/Pt	94
5.6.	Zusammenfassung der wichtigsten gemessenen Spin-Pumpen-Pa- rameter	98
6.	Messungen an Nanoobjekten - Zylindrische Permalloy-Scheiben	99
6.1.	Grundzustand zylindrischer Scheiben	99
6.2.	Spinwellenmoden in zylindrischen magnetischen Scheiben	103
6.2.1.	Resonanzspektrum zylindrischer Py-Scheiben mit 1.6 μm Durchmesser und 50 nm Höhe	104
6.2.2.	Spinwellenmoden im Vortex-Zustand in zylindrischen Schei- ben	104
6.2.3.	Quasiuniforme Resonanzmoden in zylindrischen Scheiben	108
6.3.	Lineare und nichtlineare Auslenkung der präzedierenden Magneti- sierung in zylindrischen Permalloy-Scheiben	111
6.3.1.	XMCD-FMR-Messungen an zylindrischen Py-Scheiben	112
6.3.2.	Auslenkwinkel der präzedierenden Magnetisierung	115
6.3.3.	Mikromagnetische Simulation der dynamischen Auslenkung in zylindrischen Py-Scheiben	120
6.4.	Simultane Anregung der Gyro- und Spinwellenmoden bei zylindri- schen Py-Scheiben	125
6.5.	Zusammenfassung der Resultate an zylindrischen Permalloy-Scheiben	129
7.	Zusammenfassung und Ausblick	131
A.	Anhang	135
A.1.	Berechnung der uniformen Ferromagnetischen Resonanz	135
A.1.1.	Herleitung der allgemeinen Resonanzbedingung	135
A.1.2.	Bestimmung der dynamischen Suszeptibilität	138
A.2.	Spinwellendispersionsrelation	143
A.2.1.	Bewegungsgleichung zur Bestimmung der Spinwellendisper- sionsrelation	143
A.2.2.	Spinwellendispersionsrelation zylindrischer Scheiben	144
	Veröffentlichungen	147
	Literaturverzeichnis	149

1. Einleitung

Die Entwicklung der Informationstechnologie in den letzten Jahrzehnten ist von einem enormen Zuwachs der verfügbaren Informationen geprägt. Dies war letztendlich nur möglich durch die Entwicklung neuer, größerer und schnellerer Speichermedien. Bereits im September 1888 veröffentlichte O. Smith als erster eine Beschreibung eines magnetischen Speichermediums [1, 2]. Seit dieser Zeit gab es unzählige Weiterentwicklungen und Verbesserungen. Eine der bedeutendsten Verbesserungen in den letzten Jahrzehnten war 1988 die Entdeckung des Riesen-Magneto-Widerstands (GMR („giant magneto-resistance“)) und des Tunnel-Magneto-Widerstands (TMR) [3, 4] von P. Grünberg [5] und A. Fert [6]. Für diese Arbeit und deren Einfluss auf die Technik, verwendet in den Leseköpfen der meisten modernen Festplatten, erhielten Grünberg und Fert zusammen 2007 den Physik-Nobelpreis [7].

Ein Nachteil dieser Festplatten ist allerdings die Verwendung beweglicher Teile. Um dies zu beheben, wurden in den letzten Jahren vermehrt Halbleiter-, auch Solid-State-Drive-Laufwerke (SSD) genannt, verwendet. Zeitgleich existieren allerdings weiterhin Konzepte für magnetische Speichermedien ohne bewegliche Komponenten. Eines dieser Systeme ist beispielsweise der Racetrack-Speicher von Stuart Parkin 2008 [8, 9] oder die Weiterentwicklung beschrieben von A. Fert in Ref. [10]. Dabei werden die magnetisierten Domänen mittels elektrischer Ströme am Lesekopf vorbeibewegt. Zur Ummagnetisierung dieser Zustände wurden bisher kleine Spulen verwendet, um die erforderlichen Felder zu erhalten. Da hierfür teils sehr hohe Ströme notwendig sind, werden Experimente durchgeführt, um das Schalten mittels spinpolarisierter Ströme unter Verwendung des Spin-Transfer-Torque (STT) zu bewerkstelligen [11–18]. Mittlerweile sind bereits magnetische Random-Access-Speicher (M-RAM, „magnetic random access memories“) basierend auf dem STT verwirklicht [18, 19].

Dafür werden seit wenigen Jahren auch Experimente zum Schalten mit reinen Spinströmen durchgeführt [14, 15, 18]. Eine Methode, um reine Spinströme zu erhalten, ist der Spin-Hall-Effekt (SHE). Dabei wird ein Ladungsstrom in einen Spinstrom umgewandelt [20]. Umgekehrt dazu existiert auch der Inverse Spin-Hall-Effekt (ISHE), bei dem wiederum ein reiner Spinstrom in einen Ladungsstrom umgewandelt wird [18]. Dieser ist besonders interessant, da die Umwandlung zwischen Spin- und Ladungsstrom sowohl beim ISHE als auch SHE durch den sogenannten Spin-Hall-Winkel bestimmt wird und ISHE eine einfache Mög-

lichkeit bietet, unter Verwendung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) diesen Parameter zu quantifizieren. 2002 beschrieben Tserkovnyak et al. [21–23] den dabei genutzten Spin-Pumpen-Effekt, einen Spinstrom an der Grenzschicht eines Ferromagneten (FM) in ein Normalmetall (NM) induziert durch eine Präzessionsbewegung der Magnetisierung, wie sie bei FMR zu finden ist. Die FMR wurde bereits 1946 von Griffiths [24] experimentell beobachtet und 1948 theoretisch von Kittel [25–27] beschrieben. Betrachten lässt sich die magnetische Resonanz mit der von Landau und Lifschitz [28] entwickelten Bewegungsgleichung der dynamischen Magnetisierung (vgl. Kap. 2.4) [29, 30]. Bei der FMR wird der Effekt hochfrequenter Ströme und Felder auf ein magnetisches Material in einem statischen externen Magnetfeld untersucht. In Kapitel 3 wird der in dieser Arbeit verwendete klassische FMR-Aufbau beschrieben. Zusätzlich werden dort auch einige Erweiterungen des klassischen FMR betrachtet. Aus den Resonanzmessungen für unterschiedliche Konfigurationen und Frequenzen lassen sich verschiedene magnetische Materialparameter wie die effektive Magnetisierung, der g-Faktor oder die Dämpfung bestimmen [30]. Eine Kombination mit Röntgenzirkulardichroismus („X-ray magnetic circular dichroism“ (XMCD)) (vgl. Kap. 3.3) erlaubt, materialspezifisch die dynamische Auslenkung in Resonanz zu messen.

In den darauf folgenden Kapiteln werden die beschriebenen FMR-Systeme verwendet, um verschiedene Materialien auf ihre ferromagnetischen Eigenschaften und auch den Spin-Pumpen-Effekt zu untersuchen. Nach der Theorie des Spin-Pumpens in Kapitel 4 werden unter Verwendung der FMR in Abschnitt 5 systematisch viele für den Spin-Pumpen- und den (Inversen) Spin-Hall-Effekt wichtige Materialparameter untersucht. Hierbei wird anhand einer Serie von dünnen Schichten und Zwei-Lagen-Systemen aus Yttrium Iron Garnet (YIG) und Pla-

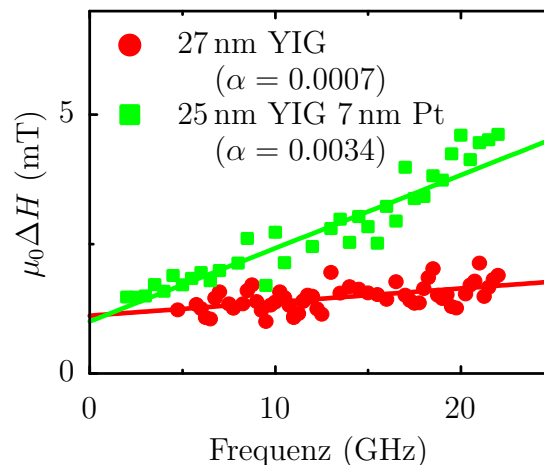


Abbildung 1.1.: Die Linienbreite ΔH der Resonanz erhöht sich auf Grund des Spin-Pumpen-Effekts bei YIG/Pt.

tin (Pt) die Ergebnisse des Spin-Pumpens, die direkt aus FMR-Messungen bestimmt werden (Abb. 1.1), mit den Ergebnissen aus den ISHE-Experimenten verglichen. Für YIG/Pt kann die Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{S_{YIG/Pt}} = (0.94 \pm 0.15) \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ und eine Spin-Diffusionslänge von wenigen Nanometern im Pt ($\lambda_{sd} = 1.5 \text{ nm} - 4.5 \text{ nm}$) bestimmt werden. Zusätzlich werden in Abschnitt 5.2 ähnliche Messungen an Permalloy (Py) als Ferromagnet in Kombination mit verschiedenen Normalmetallen (Pt, Pd, W, Ta, ...) durchgeführt und die entsprechenden Materialparameter bestimmt (Zusammenfassung Abschnitt 5.6).

Durch eine simultane Messung (Abschnitt 5.4) des ISHE und der XMCD-FMR am Elektronenspeicherring Bessy II in Berlin ist es weiter möglich, für YIG/Pt und Py/Pt die dynamische Auslenkung der Magnetisierung und die ISHE-Spannung gleichzeitig zu bestimmen. Mit diesen Ergebnissen kann der sogenannte Spin-Hall-Winkel α_{SH} ermittelt werden, der den Zusammenhang zwischen Spinstrom und Ladungsstrom beschreibt. Für Pt ergibt sich dabei ein Spin-Hall-Winkel $\alpha_{SH} \approx 0.15$. Außerdem werden in Abschnitt 5.5 der Einfluss der Temperatur und in Abschnitt 5.2.2 der Effekt von „unreinen“ Normalmetallen (AuPt-Legierungen (Alloys)) auf das Spin-Pumpen erforscht.

Neben den Untersuchungen an sehr dünnen ausgedehnten Filmen in Kapitel 5 wird in Kapitel 6 FMR an Nanoobjekten (dünnen zylindrischen Py-Scheiben) gemessen. Diese sind zwar wegen ihrer Größe (200 nm-1.6 μm) für aktuelle Speichersysteme eher uninteressant, können aber als Modellsystem Verwendung finden [31, 32], da diese Scheiben abhängig von den Dimensionen einen sehr stabilen Grundzustand (Vortex-Zustand) mit 4 verschiedenen Konfigurationen besitzen. Daher werden verschiedene strukturierte zylindrische Permalloy-Scheiben auf ihre

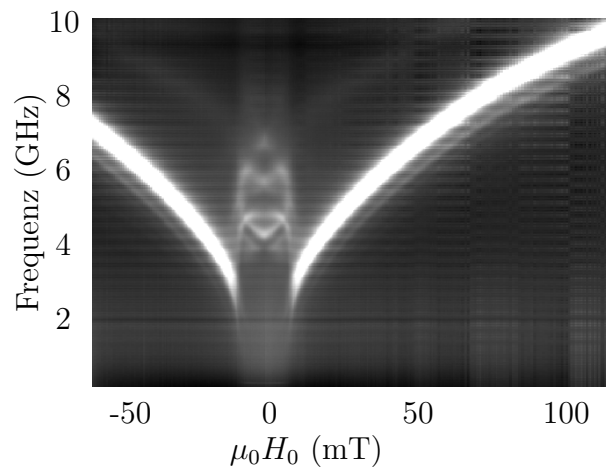


Abbildung 1.2.: Mit FMR gemessenes Mikrowellenabsorptionsspektrum mehrerer 50 nm dicker zylindrischer Py-Scheiben mit einem Durchmesser von 1.6 μm

linearen und nichtlinearen Eigenschaften analysiert. Der wichtigste Unterschied bei solchen Elementen im Vergleich zu ausgedehnten Filmen besteht darin, dass der Effekt von Spinwellen (Magnonen) deutlicher erkennbar ist. Daher wird in Abschnitt 6.2 zuerst das Resonanz- und Spinwellenspektrum zylindrischer Scheiben mit klassischen Resonanzmessungen (Abb. 1.2) betrachtet. Zur Veranschaulichung der experimentellen Daten werden dort, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, mikromagnetische Simulationen durchgeführt.

Um ein besseres Verständnis der nichtlinearen Effekte in diesem System zu erhalten, wird in Kapitel 6.3 unter Verwendung des bereits erwähnten XMCD-FMR-Aufbaus am Bessy II der Effekt hoher anregender Mikrowellenfelder $\mu_0 h_{\text{rf}}$ auf die dynamische Auslenkung m_y der (quasi)uniformen Resonanzmode dieser flachen Zylinder untersucht. Dabei wird deutlich, dass sich für diese Nanoobjekte der erreichbare dynamische Auslenkwinkel (Abb. 1.3) auf Grund der veränderten Spinwellendispersionsrelation im Vergleich zu ausgedehnten Filmen erhöht.

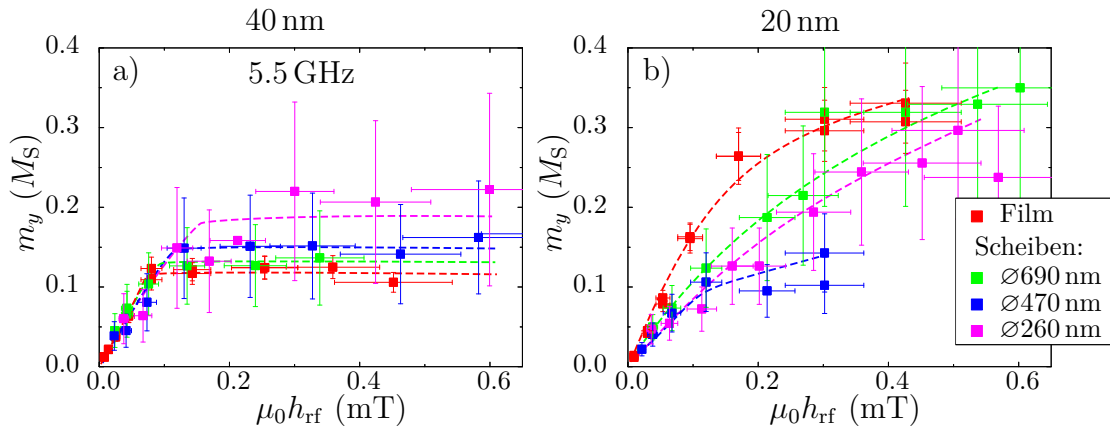


Abbildung 1.3.: Dynamische Auslenkung m_y als Vielfaches der Sättigungsmagnetisierung M_S für verschiedene 40 nm (a) und 20 nm (b) dicke zylindrische Py-Scheiben und ausgedehnte Filme bei 5.5 GHz (vgl. Abschnitt 6.3)

Zuletzt wird im Kapitel 6.4 noch der von H.G. Bauer et al. [33, 34] theoretisch mit Simulationen untersuchte Effekt der simultanen Anregung der Gyro-¹ und der Spinwellenmoden der zylindrischen Py-Scheiben experimentell mit klassischer FMR untersucht. Dabei kann die Verschiebung der Frequenz der ersten Spinwellenmode zu niedrigeren Frequenzen experimentell verifiziert werden.

¹Bei der Gyromode präzediert der gesamte Vortextkern.

2. Theorie der Ferromagnetischen Resonanz

In diesem Kapitel werden kurz die theoretischen Grundlagen der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) besprochen. Dabei sollen auch die magnetischen Wechselwirkungen (Abschnitt 2.2) und Energiebeiträge (Abschnitt 2.3) in einem magnetischen Material erläutert werden. Mit diesen Energien lassen sich die Resonanzbedingungen (Abschnitte 2.4.3.1, 2.4.3.3, 2.4.3.4) und die dynamischen Suszeptibilitäten (Abschnitt 2.4.3.2) für eine uniforme Magnetisierungsverteilung berechnen. Zuletzt wird kurz in Abschnitt 2.6 eine nicht uniforme Magnetisierung betrachtet.

2.1. Magnetische Momente und Magnetisierung

Ein ferromagnetisches Material besitzt auch ohne angelegtes äußeres Magnetfeld eine eigene Magnetisierung \vec{M} [18, 30, 35, 36]. Die elementare Größe der Magnetisierung in Festkörpern ist das magnetische Moment \vec{m} . Auf atomarer Ebene werden die intrinsischen magnetischen Momente durch die Spins der Elektronen und durch die Bewegung auf ihren Bahnen um den Atomkern erzeugt. Für die meisten Elemente heben sich die Momente gegenseitig auf und nur für wenige Übergangsmetalle bleibt ein magnetisches Moment [35]. Auch bei diesen existiert für hohe Temperaturen $T > T_C$ ein paramagnetischer Zustand, in dem sich die atomaren magnetischen Momente durch ihre zufällige Anordnung auf Grund thermischer Fluktuationen neutralisieren. Unterhalb der Curie-Temperatur T_C kommt es zu einer spontanen Ausrichtung der magnetischen Momente und man findet lokal eine nicht verschwindende Magnetisierung [4, 30, 35, 36]. Meist definiert man die Magnetisierung \vec{M} in einem magnetischen Material mit dem Volumen V wie folgt [18, 35, 37]:

$$\vec{M} = \frac{\sum_n \vec{m}_n}{V} \quad (2.1)$$

Das magnetische Moment eines Elektrons mit der Ladung $q = -e$, welches sich auf einer Kreisbahn bewegt, lässt sich aus dessen Bahndrehimpuls \vec{l} berechnen [18, 35–37]:

$$\vec{m} = \frac{q}{2m} \vec{l} = -\frac{e}{2m_e} \vec{l} = \gamma \vec{l} \quad (2.2)$$

Hierbei wird die Masse $m = m_e$ eines Elektrons verwendet. Mit dieser Gleichung erhält man auch die Definition des gyromagnetischen Verhältnisses $\gamma = -\frac{e}{2m_e}$.

Durch das negative Vorzeichen von γ wird der antiparallelen Orientierung von \vec{m} und \vec{l} auf Grund der negativen Elektronenladung Rechnung getragen.

Betrachtet man das magnetische Moment entlang einer beliebigen Richtung z.B. entlang der z -Achse, lässt sich der Bahndrehimpuls in Einheiten von \hbar quantisieren (Bahndrehimpuls-Quantenzahl m_l) [35]:

$$m_z = -\frac{e}{2m_e}m_l\hbar, \text{ mit } m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.3)$$

Die natürliche Einheit für das magnetische Moment eines Elektrons ist das Bohrsche Magneton μ_B [35]:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.4)$$

Neben diesem Bahndrehimpuls existiert noch der quantenmechanische Eigendrehimpuls der Elektronen, der intrinsische Spindrehimpuls \vec{s} , der ebenso ein magnetisches Moment verursacht [18, 35–37]:

$$\vec{m} = -\frac{g_s e}{2m_e} \vec{s} \quad (2.5)$$

Damit ist hier das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = -\frac{g_s e}{2m_e}$. Für freie Elektronen mit dem intrinsischen Spindrehimpuls ist der g -Faktor 2.0023 [35].

Mit der Spinquantenzahl $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ergeben sich zwei mögliche Zustände des Drehimpulses [35]:

$$m_z = -\frac{e}{m_e}m_s\hbar, \text{ mit } m_s = \pm \frac{1}{2} \quad (2.6)$$

Die gesamte Magnetisierung in einem Material ist relativ komplex. Beispielsweise kann für die ferromagnetischen Metalle wie Eisen (Fe), Nickel (Ni) und Cobalt (Co) wegen des delokalisierten Charakters der Elektronen das Modell des „Freien Elektronen Gases“ verwendet werden. Daher existiert beinahe kein Beitrag des Bahndrehimpulses zur Magnetisierung [4, 30, 35]. Im Allgemeinen gilt, dass das magnetische System seine gesamte Energie zu minimieren versucht [30]. Um die Magnetisierung in verschiedenen Materialien zu verstehen, werden im folgenden Abschnitt die Wechselwirkungen der magnetischen Momente untereinander betrachtet.

2.2. Magnetische Wechselwirkungen

2.2.1. Magnetische Dipolwechselwirkung

Die erste Wechselwirkung ist die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Diese kann auch klassisch betrachtet werden und wirkt zwischen magnetischen Dipolen

analog zur Coulomb-Wechselwirkung bei elektrischen Ladungen. Für zwei magnetische Dipolmomente \vec{m}_1 und \vec{m}_2 mit dem Abstand \vec{r} der Dipole voneinander ist die Wechselwirkungsenergie:

$$E_{\text{dipol}} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left[\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 - \frac{3}{r^2} (\vec{m}_1 \cdot \vec{r}) (\vec{m}_2 \cdot \vec{r}) \right] \quad (2.7)$$

Die Dipolenergie wird minimal, wenn die magnetischen Momente eine antiparallele Ausrichtung besitzen. Des Weiteren erkennt man, dass die Energie mit $\frac{1}{r^3}$, somit mit der 3-ten Potenz des Abstands $r = |\vec{r}|$ der magnetischen Momente abnimmt. Durch ihre relativ lange Reichweite, im Vergleich zur Austauschenergie, führt die Dipolwechselwirkung zu einer langreichweitigen Ausrichtung der Momente und ist verantwortlich für die Bildung von magnetischen Domänen [2, 36, 38].

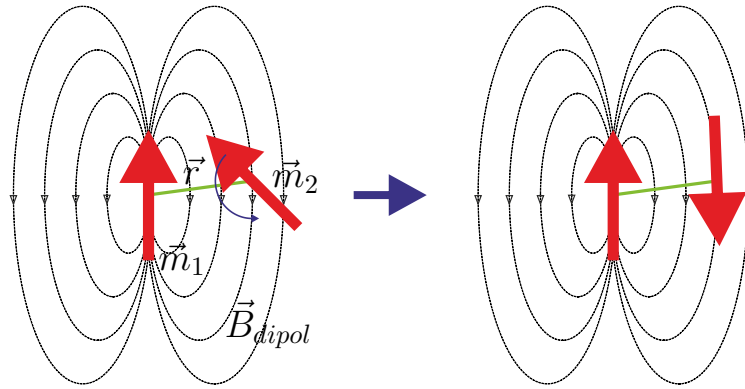


Abbildung 2.1.: Die magnetische Dipolwechselwirkung versucht Spins antiparallel auszurichten, um so Streufelder und damit die Energie zu minimieren.

2.2.2. Austauschwechselwirkung

Die nächste Wechselwirkung ist zugleich die wichtigste, da ohne sie keine Magnetisierung existieren würde. Wie bereits erwähnt, existiert in einem Ferromagneten eine parallele Ausrichtung benachbarter magnetischer Momente [4, 30, 36, 39]. Die Austauschwechselwirkung, die in einem klassischen Bild nicht erklärt werden kann, ist eine Folge der Coulombabstoßung der Elektronen und des Pauli-Prinzips. Danach dürfen sich Elektronen mit dem gleichen Spin nicht am selben Ort befinden [4, 30, 33, 35].

Betrachtet man zwei Elektronen mit überlappender Wellenfunktion, folgt aus dem Pauli-Prinzip, dass ihre gemeinsame Wellenfunktion antisymmetrisch sein muss. Der Hamiltonoperator für zwei benachbarte Elektronen mit den Spinoperatoren \hat{S}_1 und \hat{S}_2 ist der Heisenbergoperator:

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = -2J_{12}\hat{S}_1\hat{S}_2 \quad (2.8)$$

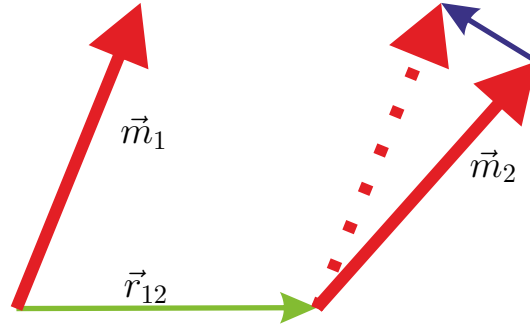


Abbildung 2.2.: Die Austauschenergie erstrebt eine parallele Ausrichtung benachbarter Spins. Dadurch kommt es in ferromagnetischen Materialien zu einer langreichweitigen Ordnung [36].

Dies kann auf ein System mit mehreren Spins verallgemeinert werden:

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = -2 \sum_{i < j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (2.9)$$

Dabei ist J_{ij} das Austauschintegral und \vec{S}_i und \vec{S}_j sind die Spins an den Gitterpunkten i und j . Die Reichweite dieser Wechselwirkung ist durch den Überlapp der einzelnen Elektronenwellenfunktionen bestimmt. Wegen dieser relativ kurzen Reichweite werden hauptsächlich nächste Nachbarn berücksichtigt. Für $J_{12} > 0$ bevorzugt die Wechselwirkung die parallele Ausrichtung der Spins, was einer ferromagnetischen Ausrichtung entspricht [2, 4, 30, 35, 36, 40]. Je nach Material gibt es auch Beiträge der Austauschenergie, die eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung ermöglichen [41, 42]. Für Ferromagneten dominiert allerdings die parallele Ausrichtung.

In einer Kontinuumsnäherung, bei der die diskrete Natur des Kristallgitters vernachlässigt wird, erhält man aus der Integration über alle in der Probe enthaltenen magnetischen Momente für die Austauschenergie

$$E_{\text{ex}} = A \int dV (\nabla \vec{m})^2 \quad (2.10)$$

mit der Austauschkonstante $A = 2JS^2z/a$, wobei a der Abstand nächster Nachbarn und z die Anzahl der Atome in der Elementarzelle ist. Außerdem ist $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_S}$ das reduzierte magnetische Moment. Obwohl die Wechselwirkung nur in der Größenordnung von 10^{-2} eV ist, kann sie zu einer langreichweitigen magnetischen Ordnung führen [2, 4, 30, 33, 36, 38].

2.2.3. Spin-Bahn-Wechselwirkung

In Abschnitt 2.1 wurden bereits die magnetischen Momente auf Grund des Bahn- (vgl. Gl. (2.2)) und des Spindrehimpulses (vgl. Gl. (2.5)) betrachtet. Im Allgemeinen besitzt ein Elektron sowohl einen Spin- als auch einen Bahndrehimpuls, wobei diese durch die Spin-Bahn-Kopplung miteinander verknüpft sind. Das durch das gesamte Drehmoment $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ erzeugte magnetische Moment ist:

$$\vec{m} = \gamma (\vec{l} + g_s \vec{s}) = \gamma g_j \vec{j} \quad (2.11)$$

Mit der Näherung $g_s = 2$ ergibt sich der Landé g -Factor g_j allgemein:

$$g_j = \frac{3}{2} + \frac{s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (2.12)$$

Hier finden die Quantenzahlen l , s und j für die jeweiligen Quantenzustände Verwendung [18, 35, 36].

Durch die Spin-Bahn-Kopplung kommt es zur sogenannten Feinstrukturaufspaltung. Für wasserstoffähnliche Atome ist der Energieunterschied dieser Aufspaltung:

$$E_{\text{so}} = \beta \frac{\langle \vec{S} \cdot \vec{L} \rangle}{n^3 l(l+1/2)(l+1)}, \text{ mit } \beta = \frac{Z^4 e^2 \hbar^2}{4\pi \epsilon_0 a_0^3} \quad (2.13)$$

mit der Hauptquantenzahl n und der Bahnquantenzahl l . Z ist die Kernladungszahl und a_0 der Bohrsche Atomradius. Für Atome in einem Kristallgitter ist die Aufspaltungsenergie in der Größenordnung 10^{-4} bis 10^{-3} eV [2].

In einem Kristallgitter beeinflusst die Anordnung der Atome durch das Gitterpotential die Verteilung der Elektronen und damit die Ausrichtung der Atomorbitale. Dadurch sind auch die magnetischen Momente von der Kristallsymmetrie bestimmt und dies führt mit der Spin-Bahn-Kopplung zur magnetischen Kristallanisotropie. Außerdem ermöglicht die Spin-Bahn-Kopplung einen Energietransfer vom Spinsystem in das Gitter und man erhält einen Dämpfungsbeitrag im Spinsystem [2].

Obige Betrachtung ist nicht nur eine gute Näherung für einzelne Atome, sondern auch für Festkörper mit stark lokalisierten Valenzelektronen, wie z.B. 4f-Atome. Allerdings versagt die gesamte Betrachtung für 3d-Übergangsmetalle (z.B. Fe, Co, Ni). Bei diesen Elementen ist auf Grund der starken Coulomb-Wechselwirkung der d-Orbitale das Bahnmoment gequenched (ausgelöscht). Damit ist der Gesamtdrehimpuls näherungsweise durch \vec{s} gegeben [18, 35].

2.3. Energiebeiträge der Magnetisierung

Der magnetische Zustand einer Probe wird durch das Zusammenspiel verschiedener magnetischer Energien bestimmt. Die gesamte freie Energie E_{tot} im Volumen V ergibt sich aus der Summe verschiedener Energiebeiträge. Im Folgenden wird daher die Energiedichte $\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{E_{\text{tot}}}{V}$ verwendet. Diese enthält beispielsweise die Austauschenergiedichte $\varepsilon_{\text{ex}} = \frac{E_{\text{ex}}}{V}$, die kristalline Anisotropieenergiedichte ε_{ani} , die Entmagnetisierungsenergiedichte ε_{dem} und die Zeemanenergiedichte ε_{zee} [2, 4, 30, 40, 43]:

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{zee}} + \varepsilon_{\text{ani}} + \varepsilon_{\text{dem}} + \varepsilon_{\text{ex}} \quad (2.14)$$

Dabei wurde die Austauschenergiedichte $\varepsilon_{\text{ex}} = \frac{E_{\text{ex}}}{V}$ bereits im Abschnitt 2.2.2 eingeführt. Alle übrigen Beiträge werden in den nächsten Abschnitten betrachtet.

2.3.1. Zeemanenergie

Der erste betrachtete Energiebeitrag ist die Zeemanenergie. Befindet sich ein magnetisches Moment in einem magnetischen Feld $\mu_0 \vec{H}_0$, erfährt dieses ein Drehmoment, welches bestrebt ist, dieses parallel zu $\mu_0 \vec{H}_0$ auszurichten. Für die Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ ist die Zeemanenergiedichte [2, 4, 30, 38, 39, 44–46]:

$$\varepsilon_{\text{zee}} = -\mu_0 \frac{1}{V} \int_V d^3r \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_0 \quad (2.15)$$

Für eine uniforme Magnetisierungsverteilung ist $\vec{M}(\vec{r}) = \text{const.}$ und es gilt [4, 18, 30, 33, 35, 39, 43–45]:

$$\varepsilon_{\text{zee}} = -\mu_0 \vec{H}_0 \vec{M} \quad (2.16)$$

2.3.2. Magnetokristalline Anisotropieenergie

Wie bereits im Abschnitt 2.2.3 beschrieben, beeinflusst das Kristallgitter über die Spin-Bahn-Kopplung die Ausrichtung der magnetischen Momente. Abhängig von der Orientierung der Magnetisierung in Beziehung zu den kristallographischen Achsen besitzt die gesamte freie Energiedichte ε_{tot} Minima und Maxima. Im Allgemeinen muss sie die gleiche Symmetrie wie das Kristallgitter besitzen. Wegen dieser Ausrichtung zu den Kristallachsen wird diese Anisotropie auch Kristallanisotropie genannt [2, 4, 30, 35, 36, 39, 44]. Da die Anisotropieenergie die gleiche Symmetrie wie das Kristallgitter aufweisen muss, erhält man für die ersten Terme der Anisotropieenergie beispielsweise für ein kubisches Kristallgitter [30, 36]:

$$E_{\text{ani}} = K_1 (m_X^2 m_Y^2 + m_Y^2 m_Z^2 + m_Z^2 m_X^2) + K_2 m_X^2 m_Y^2 m_Z^2 + \dots \quad (2.17)$$

Hierbei ist $\vec{m} = (m_X, m_Y, m_Z) = \frac{\vec{M}}{M_S}$ die reduzierte Magnetisierung. Die Energie lässt sich unter Verwendung der Richtungskosinuse $(\alpha_X, \alpha_Y, \alpha_Z) = \left(\frac{M_X}{M_S}, \frac{M_Y}{M_S}, \frac{M_Z}{M_S}\right)$ umschreiben:

$$E_{\text{ani}} = K_1 (\alpha_X^2 \alpha_Y^2 + \alpha_Y^2 \alpha_Z^2 + \alpha_Z^2 \alpha_X^2) + K_2 \alpha_X^2 \alpha_Y^2 \alpha_Z^2 + \dots \quad (2.18)$$

mit den ersten Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 . Aufgrund der 4-zähligen Symmetrie wird K_1 im Weiteren als kubische Anisotropie bezeichnet [2, 29, 30, 35, 45]. Hat man andere Kristallgitter als Grundlage, spiegelt auch die Anisotropieenergie die Kristallsymmetrie wider[35]:

$$\begin{aligned} \text{Hexagonal: } E_{\text{ani}} = & K_1 \sin^2 \theta_M + K_2 \sin^4 \theta_M + K_3 \sin^6 \theta_M \\ & + K'_3 \sin^6 \theta_M \sin 6\varphi_M \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \text{Tetragonal: } E_{\text{ani}} = & K_1 \sin^2 \theta_M + K_2 \sin^4 \theta_M + K'_2 \sin^4 \theta_M \cos 4\varphi_M \\ & + K_3 \sin^6 \theta_M + K'_3 \sin^6 \theta_M \sin 4\varphi_M \end{aligned} \quad (2.20)$$

Die oben betrachteten Anisotropien gelten für ausgedehnte Kristalle. Für dünne Filme ist die Situation etwas anders. Bei diesen können sich die Anisotropiekonstanten senkrecht zur Filmebene von denen in der Probenebene unterscheiden. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, verschiedene Anisotropiekonstanten einzuführen. Beim Wachstum ultradünner epitaktischer Filme auf bestimmten Substraten ist es erforderlich, eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie K_{U}^{\parallel} in der Filmebene zu definieren. Auch senkrecht zur Probenebene kann eine uniaxiale Anisotropie K_{U}^{\perp} existieren. Diese kann durch Gitterfehlpassungen des magnetischen Films an das Substrat entstehen. Für ein kubisches System ist die Anisotropieenergiedichte:

$$\varepsilon_{\text{ani}} = -\frac{K_1^{\parallel}}{2} (\alpha_X^4 + \alpha_Y^4) - \frac{K_1^{\perp}}{2} \alpha_Z^4 - K_{\text{U}}^{\perp} \alpha_Z^2 - K_{\text{U}}^{\parallel} \frac{(\hat{n} \cdot \vec{M})^2}{M_S^2} \quad (2.21)$$

Die Konstanten K_1^{\parallel} , K_1^{\perp} , K_{U}^{\parallel} , K_{U}^{\perp} beschreiben die Stärken der vierzähligen und uniaxialen Komponenten in der Ebene und senkrecht dazu. \hat{n} ist der Einheitsvektor in der Ebene entlang der uniaxialen Achse [4, 30, 39, 44, 47].

Durch die reduzierte Symmetrie an der Oberfläche dünner Filme kann es dort zu einer starken Erhöhung der Spin-Bahn-Kopplung und damit zu einem Beitrag zur kristallinen Anisotropie kommen. Bei genügend dünnen Filmen wird dieser Beitrag durch die Austauschenergie auf den gesamten Film übertragen und man erhält eine inverse Dickenabhängigkeit von der Filmdicke t_{F} . Für einen Film mit zwei Oberflächen A und B ergibt sich folgende Abhängigkeit für eine beliebige Anisotropiekonstante K_{x} :

$$K_{\text{x}} = K_{\text{x}}^{\text{bulk}} + \frac{K_{\text{x}}^{\text{A}}}{t_{\text{F}}} + \frac{K_{\text{x}}^{\text{B}}}{t_{\text{F}}} \quad (2.22)$$

$K_{\text{x}}^{\text{bulk}}$ und $K_{\text{x}}^{\text{A,B}}$ sind die Beiträge der Anisotropie vom Bulk (Volumenmaterial) und von den Grenzflächen [39].

2.3.3. Entmagnetisierende Energie

Betrachtet man die magnetischen Felder, die durch die einzelnen magnetischen Momente erzeugt werden, so bilden diese ein entmagnetisierendes Feld. Innerhalb des magnetischen Materials kompensieren diese Streufelder teilweise die Magnetisierung und versuchen die Probe zu entmagnetisieren. Daher wird dieses Feld entmagnetisierendes Feld genannt. Berechnen lässt sich dieses Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{dem}}$ aus der Maxwell Gleichung $\nabla \vec{B} = 0$ und der Definition der Magnetisierung in der Probe $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$:

$$\nabla \vec{H}_{\text{dem}} = -\nabla \vec{M} \quad (2.23)$$

An der Oberfläche bilden sich „magnetische Ladungen“, so dass die magnetostatische Energie minimal ist. Diese Ladungen erzeugen ein entmagnetisierendes Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{dem}}$ antiparallel zur Magnetisierung:

$$\vec{H}_{\text{dem}} = -\hat{N} \vec{M} \quad (2.24)$$

Der entmagnetisierende Tensor \hat{N} für einen uniform magnetisierten Ellipsoiden hat folgende Form:

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} N_X & 0 & 0 \\ 0 & N_Y & 0 \\ 0 & 0 & N_Z \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Im Allgemeinen wird die Form dieses Tensors durch die Form des magnetischen Objekts bestimmt. Daher wird diese Anisotropie auch oft Formanisotropie genannt. Die Einträge des Tensors erfüllen folgende Bedingung für die Spur $\text{tr}(\hat{N})$ des Tensors:

$$\text{tr}(\hat{N}) = N_X + N_Y + N_Z = 1 \quad (2.26)$$

Sehr dünne und gleichzeitig lateral ausgebreitete Filme, wie sie meist bei den Messungen in dieser Arbeit Verwendung finden, können auch näherungsweise als sehr dünne uniform magnetisierte Ellipsoide betrachtet werden und es gilt: $N_X, N_Y = 0$ und $N_Z = 1$. Für die freie Energiedichte ergibt sich auf Grund des entmagnetisierenden Feldes [2, 18, 30, 35, 36, 39]:

$$\varepsilon_{\text{dem}} = -\mu_0 \frac{1}{2V} \int_V d^3r \vec{H}_{\text{dem}} \cdot \vec{M} \quad (2.27)$$

2.4. Dynamik der Magnetisierung

Ein wichtiger Unterschied zwischen dynamischer Magnetisierung und statischen Phänomenen ist die Zeitskala, auf der z.B. das magnetische System auf eine

Störung reagiert. Statische und quasistatische Effekte findet man abhängig von den Materialparametern bis in das Milli- und Nanosekundenregime. Wirkt beispielsweise ein quasistatisches Feld mit einer Frequenz von wenigen Hertz auf die Magnetisierung, wie bei einer Feldmodulation für Messungen mit einem Lock-in (siehe dazu 3.1.1), so befindet sich die Magnetisierung immer in einem Gleichgewichtszustand. Dieser Gleichgewichtszustand stellt sich so ein, dass die freie Energie ε_{tot} (Gl. (2.14)) minimal ist. Das Gleichgewicht ist auch über das effektive magnetische Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ definiert. Dieses erhält man durch Ableiten der Energiedichte ε_{tot} nach der Magnetisierung \vec{M} :

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \vec{M}} \quad (2.28)$$

Im Gleichgewicht stellt sich die Magnetisierung parallel zum effektiven Feld ein [2, 30].

2.4.1. Bewegungsgleichung des Magnetisierungsvektors

Wird die Magnetisierung aus dieser Gleichgewichtsorientierung parallel zum effektiven Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ ausgelenkt, kann man experimentell innerhalb weniger Nanosekunden eine spiralförmige Trajektorie des Magnetisierungsvektors zurück in die Gleichgewichtslage beobachten. Diese Bewegung wurde bereits 1935 von Landau und Lifschitz [28] mit ihrer Landau-Lifschitz-Gleichung (LL) beschrieben:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \mu_0 \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (2.29)$$

mit dem effektiven magnetischen Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \vec{M}}$ (vgl. Gl. (2.28)) und dem gyromagnetischen Verhältnis $\gamma = \left| \frac{g \cdot e}{2 \cdot m_e} \right|$. Die phänomenologische Dämpfungskonstante $\lambda = 1/\tau$ ist gleich dem Inversen der Relaxationszeit τ . Der erste Beitrag der LL beschreibt das Drehmoment $\vec{T} \propto \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}$ analog zu einem präzedierenden Kreisel, wenn die Magnetisierung nach Auslenken aus dem Gleichgewicht präzediert. Ungedämpft würde diese Präzession um die Gleichgewichtslage parallel zum effektiven Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ ewig andauern. Da die Magnetisierung in der Regel nach wenigen Nanosekunden ins Gleichgewicht zurückkehrt, stellt der zweite Beitrag das zurückstellende Moment ins Gleichgewicht dar. Dieser von Landau und Lifschitz beschriebene Dämpfungsterm liefert für große Dämpfungen inkorrektweise sehr hohe Präzessionsfrequenzen. Daher hat Gilbert 1955 [48] einen neuen Dämpfungsterm mit dem Dämpfungsfaktor α eingeführt:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.30)$$

Diese Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLG) liefert sowohl für große als auch für kleine Dämpfungen ein physikalisch plausibles Verhalten und ist für kleine Dämpfungen α äquivalent zur LL [2, 29, 30, 39, 47, 49–51].

2.4.2. Ferromagnetische Resonanz (FMR)

Die ferromagnetische Resonanz (FMR) ist eine wichtige Methode, um magnetische Proben zu charakterisieren. Mit ihrer Hilfe erhält man Zugang zu vielen magnetischen Eigenschaften wie beispielsweise den magnetischen Anisotropien, der Dämpfungskonstante und dem g-Faktor [4, 29, 30]. Für Messungen der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) lenkt ein kleines magnetisches Mikrowellenfeld $\mu_0 \vec{h}(t) \perp \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ mit der Frequenz $f = \omega/2\pi$ die Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage aus und regt sie zur Präzession um das effektive magnetische Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ an. Die Auslenkung und der Konuswinkel der Präzession sind maximal, wenn die anregende Frequenz mit der Resonanzfrequenz der Magnetisierung übereinstimmt. Wird zusätzlich zum Mikrowellenfeld ein statisches Magnetfeld parallel $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ angelegt, so erhöht sich die Resonanzfrequenz, da sich die Steifigkeit des Systems erhöht [4, 29, 30, 39, 47].

2.4.3. Ferromagnetische Resonanz der uniformen Mode

In den Kapiteln 2.2 und 2.3 wurden die Energien in einem Ferromagneten betrachtet. Für ultradünne Filme dominiert die Austauschenergie über die Dipolwechselwirkung und damit über die entmagnetisierende Energie. Dies führt zu einer parallelen Anordnung aller magnetischen Momente auf der gesamten Filmdicke. Die Länge, innerhalb der dies der Fall ist, nennt sich Austauschlänge l_{ex} [30, 35, 39]:

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_{\text{S}}^2}} \quad (2.31)$$

mit der Austauschkonstante A und der Sättigungsmagnetisierung M_{S} . Für beispielsweise die in dieser Arbeit verwendete Legierung aus Nickel (Ni) und Eisen (Fe) (Permalloy Py) mit $A = 10 \times 10^{-12} \frac{\text{J}}{\text{m}}$ und $M_{\text{S}} = 800 \times 10^3 \frac{\text{A}}{\text{m}}$ findet man $l_{\text{ex}}^{\text{Py}} = 3.4 \text{ nm}$ [18, 35]. Filme mit einer Dicke in dieser Größenordnung werden als ultradünn bezeichnet [30, 39]. Da in diesen die magnetischen Momente durch die Austauschwechselwirkung über die gesamte Filmdicke miteinander verknüpft sind, verhalten sie sich in dieser Richtung wie ein großes gesamtes magnetisches Moment. Die Näherung, dass alle Spins in der Probe gleich ausgerichtet sind, uniform präzedieren und somit als einzelnes gesamtes magnetisches Moment betrachtet werden können, heißt Makrospin-Näherung [30, 39, 45]. Sie kann auch

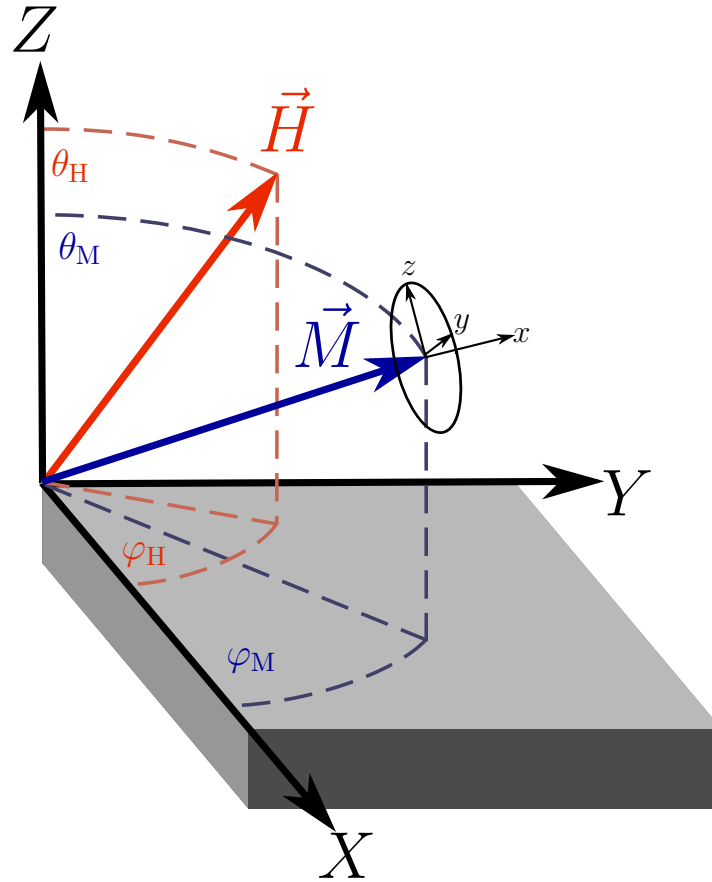


Abbildung 2.3.: Für die Berechnungen der Resonanzbedingung ist es meist sinnvoll, das Laborkoordinatensystem (XYZ) in das Koordinatensystem (xyz) der Magnetisierung mit $\vec{M} \parallel x$ zu transformieren.

in erster Näherung für dickere Filme angewendet werden, dort können allerdings zusätzliche Effekte durch Spinwellen in Richtung der Filmdicke auftreten. Spinwellen werden nachfolgend im Abschnitt 2.6 allgemein für Filme und in Kapitel 6 für zylindrische Scheiben betrachtet.

2.4.3.1. Allgemeine Resonanzbedingung

Bei der Betrachtung der Magnetisierungsdynamik für die uniforme FMR ist es sinnvoll, in das Koordinatensystem der Magnetisierung (vgl. Abb. 2.3) zu wechseln. In diesem Koordinatensystem liegt die Magnetisierung parallel zur x -Achse. Dazu müssen zwei Rotationen des bisherigen Koordinatensystems verknüpft werden. Zuerst wird das Laborkoordinatensystem (XYZ) um die Z -Achse rotiert und anschließend um die neue Y' -Achse. Dadurch ergeben sich folgende Trans-

formationsmatrizen [37]:

$$T_{(XYZ) \rightarrow (xyz)}(\theta, \varphi) = \underbrace{\begin{pmatrix} \sin \theta & 0 & \cos \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\cos \theta & 0 & \sin \theta \end{pmatrix}}_{\text{Rotation um Y'}} \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Rotation um Z}} \quad (2.32)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \theta & \sin \varphi \sin \theta & \cos \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ -\cos \varphi \cos \theta & -\sin \varphi \cos \theta & \sin \theta \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

$$T_{(xyz) \rightarrow (XYZ)}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \theta & -\sin \varphi & -\cos \varphi \cos \theta \\ \sin \varphi \sin \theta & \cos \varphi & -\sin \varphi \cos \theta \\ \cos \theta & 0 & \sin \theta \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Die erste Transformation Gl. (2.33) transformiert einen Vektor vom Laborkoordinatensystem (XYZ) in das System der Magnetisierung (xyz) . Die zweite (2.34) ist respektive die Rücktransformation. Mit diesen Transformationsmatrizen lassen sich die Richtungskosinuse in diesem neuen Koordinatensystem umschreiben:

$$\begin{pmatrix} \alpha_X \\ \alpha_Y \\ \alpha_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{M_X}{M_S} \\ \frac{M_Y}{M_S} \\ \frac{M_Z}{M_S} \end{pmatrix} = T_{(xyz) \rightarrow (XYZ)}(\theta_M, \phi_M) \begin{pmatrix} \frac{M_x}{M_S} \\ \frac{M_y}{M_S} \\ \frac{M_z}{M_S} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{M_x}{M_S} \cos \varphi_M \sin \theta_M - \frac{M_y}{M_S} \sin \varphi_M - \frac{M_z}{M_S} \cos \varphi_M \cos \theta_M \\ \frac{M_x}{M_S} \sin \varphi_M \sin \theta_M + \frac{M_y}{M_S} \cos \varphi_M - \frac{M_z}{M_S} \sin \varphi_M \cos \theta_M \\ \frac{M_x}{M_S} \cos \theta_M + \frac{M_z}{M_S} \sin \theta_M \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Diese Richtungskosinuse kann man nun direkt in die kristalline Anisotropieenergiedichte (2.21) einfügen und den entmagnetisierenden Tensor transformieren. Dadurch lautet die entmagnetisierende Energie Gl. (2.27) folgendermaßen:

$$\varepsilon_{\text{dem}} = \frac{\mu_0}{2} T_{(XYZ) \rightarrow (xyz)}(\theta_M, \phi_M) \hat{N} T_{(xyz) \rightarrow (XYZ)}(\theta_M, \phi_M) \vec{M}^2 \quad (2.37)$$

Für die Zeemanenergie Gl. (2.16) benötigt man das externe Feld $\mu_0 \vec{H}_0$ ebenfalls im Koordinatensystem (xyz) :

$$\vec{H}_0 = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = T_{(XYZ) \rightarrow (xyz)}(\theta_M, \phi_M) T_{(xyz) \rightarrow (XYZ)}(\theta_H, \phi_H) \begin{pmatrix} H_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

$$= H_0 \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta_M \sin \theta_H \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos \theta_M \cos \theta_H \\ \sin \theta_H \sin(\varphi_H - \varphi_M) \\ -\cos \theta_M \sin \theta_H \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \sin \theta_M \cos \theta_H \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Da \vec{H}_0 ein eigenes Koordinatensystem mit den Winkeln θ_H und φ_H besitzt, wurde \vec{H}_0 erst in das Laborsystem und anschließend in das Koordinatensystem der

Magnetisierung transformiert. Es sollte noch erwähnt werden, dass der Beitrag der Austauschenergie zur freien Energie bei der Makrospinnäherung bei einer uniformen Magnetisierung vernachlässigt werden kann, da der Beitrag für diese Näherung unabhängig von \vec{M} ist und bei den Ableitungen verschwindet.

Diese gesamte freie Energie $\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{dem}} + \varepsilon_{\text{ani}} + \varepsilon_{\text{zee}}$ kann zusammen mit den Gleichungen (2.16), (2.21), (2.37) und (2.36) in folgende allgemeine Resonanzbedingung eingesetzt werden [29, 30, 49, 52, 53]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_S^2 \sin^2 \theta_M} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \theta_M^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \varphi_M^2} - \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \varphi_M \partial \theta_M} \right)^2 \right) \quad (2.40)$$

Eine ausführliche Herleitung für diese allgemeine Resonanzbedingung findet sich im Anhang A.1.1 sowie in Ref. [30] und [49].

2.4.3.2. Dynamische Suszeptibilität

Die Resonanzbedingung (2.40) aus dem vorherigen Abschnitt ist allgemein und für beliebige Winkel gültig. Um die Linienform der Resonanzlinie zu bekommen, muss die dynamische Suszeptibilität χ bestimmt werden. Diese lässt sich durch Lösen der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung für verschiedene Spezialfälle herleiten. Für die in-plane Konfiguration, bei der die Magnetisierung ($\theta_M = 90^\circ$) und das externe magnetische Feld in der Probenebene ($\theta_H = 90^\circ$) liegen, wird eine ausführliche Herleitung im Anhang vorgestellt. Diese erfolgt analog zu den Herleitungen in Ref. [30] und [39]. Dort wurden allerdings andere Konfigurationen und auch zusätzliche Anisotropiebeiträge betrachtet. Da die in dieser Arbeit verwendeten Materialien in der Probenebene keine oder vernachlässigbare kristalline Anisotropien besitzen, werden diese hier vernachlässigt. Zur Lösung der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung benötigt man noch folgende Ansätze für das externe dynamische magnetische Mikrowellenfeld und die dynamische Magnetisierung [30]:¹

$$\vec{h}_{\text{rf}} = \begin{pmatrix} h_x e^{i\omega t} \\ h_y e^{i\omega t} \\ h_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} M_S \\ m_y e^{i\omega t} \\ m_z e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \begin{pmatrix} 0 \\ m_y i\omega e^{i\omega t} \\ m_z i\omega e^{i\omega t} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

¹Ein Phasenfaktor muss dabei nicht berücksichtigt werden, da die Amplituden h_x, h_y, h_z, m_y, m_z im Allgemeinen komplex sind.

Die Ergebnisse (2.41), (2.42), (2.43) können zusammen mit dem effektiven Feld (2.28), (2.14), (2.16), (2.21), (2.27) in die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.30) eingesetzt werden. Dadurch erhält man ein Gleichungssystem aus drei Gleichungen. Da die Mikrowellenbeiträge h_x , h_y , h_z , m_y , m_z im Vergleich zu M_S sehr klein sind, kann dieses Gleichungssystem linearisiert werden, und es werden nur lineare Komponenten dieser Terme berücksichtigt. Nach Vereinfachen des Systems bleiben noch zwei gekoppelte Bewegungsgleichungen übrig. Diese lassen sich nach h_y und h_z auflösen. Es kann hier angemerkt werden, dass h_x bei dieser Rechnung komplett verschwindet. Diese Gleichungen lassen sich anschließend nach m_y und m_z umformen:

$$m_y = \chi_{yy}h_y + \chi_{yz}h_z \quad (2.44)$$

$$m_z = \chi_{zy}h_y + \chi_{zz}h_z \quad (2.45)$$

$$\Leftrightarrow \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \quad (2.46)$$

Daraus ergeben sich die dynamischen Suszeptibilitäten χ_{yy} , χ_{yz} , χ_{zy} , χ_{zz} :

$$\chi_{yy} = \frac{-\mu_0 M_S \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (2.47)$$

$$\chi_{yz} = \frac{-\mu_0 M_S \frac{i\omega}{\gamma}}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (2.48)$$

$$\chi_{zy} = \frac{\mu_0 M_S \frac{i\omega}{\gamma}}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (2.49)$$

$$\chi_{zz} = \frac{-\mu_0 M_S \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (2.50)$$

Dabei wurden folgende Substitutionen mit \mathcal{B}_{eff} , $\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$ gemacht. $\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$ kann als effektives magnetisches Feld und \mathcal{B}_{eff} als effektive magnetische Induktion gesehen werden [39]. Für die in-plane Konfiguration lauten diese beiden Beiträge folgendermaßen:

$$\mathcal{B}_{\text{eff}} = - \left(N_X \cos(\varphi_M)^2 + N_Y \sin(\varphi_M)^2 \right) \mu_0 M_S + \mu_0 H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \mu_0 M_{\text{eff}} \quad (2.51)$$

$$\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} = - (N_X - N_Y) \cos(2\varphi_M) \mu_0 M_S + \mu_0 H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) \quad (2.52)$$

Im Allgemeinen sind diese Suszeptibilitäten nur gültig für eine uniforme Mikrowellenfeld- und Magnetisierungsverteilung in der gesamten Probe und daher nur für ultradünne Filme mit einer Filmdicke t_F viel kleiner als die Eindringtiefe δ der

Mikrowellen ($t_F \ll \delta$) [30, 39]. Bei diesem Ergebnis wird die effektive Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}}$, oft auch effektives entmagnetisierendes Feld genannt, eingeführt, da das entmagnetisierende Feld und die uniaxiale senkrechte Anisotropie die gleiche Winkelabhängigkeit besitzen:

$$\mu_0 M_{\text{eff}} = \mu_0 N_Z M_S - \frac{2K_U^\perp}{M_S} \quad (2.53)$$

2.4.3.3. Herleitung der Resonanzbedingung für die in-plane Konfiguration aus der Suszeptibilität

Zusätzlich zur allgemeinen Resonanzbedingung aus Abschnitt 2.4.3.1 lässt sich die Resonanzbedingung auch aus den Suszeptibilitäten (2.47), (2.48), (2.49) und (2.50) herleiten. Wegen der absorbierten Mikrowellenleistung $P = \frac{1}{2} \omega \Im(\chi) h^2$ [49, 54] befindet sich das System in Resonanz, wenn der Imaginärteil $\Im(\chi)$ der Suszeptibilität ein Maximum besitzt. Unter Vernachlässigung der Dämpfung α kann die FMR-Resonanzbedingung bestimmt werden, indem man die Nullstelle des Nenners der Suszeptibilitäten betrachtet [30, 37, 39]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \mu_0 \mathcal{B}_{\text{eff}} \mathcal{H}_{\text{eff}} \bigg|_{H_0 = H_{\text{FMR}}} \quad (2.54)$$

mit der effektiven Induktivität \mathcal{B}_{eff} (2.51) und dem effektiven Feld $\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$ (2.52) für den in-plane Fall. Für den Fall ohne jegliche Anisotropien in der Probenebene erhält man die Kittelgleichung als Resonanzbedingung [30]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \mu_0 H_{\text{FMR}} (\mu_0 H_{\text{FMR}} + \mu_0 M_{\text{eff}}) \quad (2.55)$$

Im Resonanzfall lassen sich die Suszeptibilitäten etwas umschreiben. Zur Vereinfachung wird noch die Linienbreite $\mu_0 \Delta H = \frac{\alpha \omega}{\gamma}$ eingeführt. Weiter kann angenommen werden, dass $i(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}) + \mu_0 \Delta H \approx i(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \mathcal{B}_{\text{eff}})$, da generell $\mu_0 \Delta H \ll (\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \mathcal{B}_{\text{eff}})$ ist. Nach dem Ausmultiplizieren ergibt sich für den

Resonanzfall [37]:

$$\chi_{yy}^{\text{res}} = \mu_0 M_S \left(\frac{1}{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}} - i \frac{\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}{\Delta H (\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}})} \right) \quad (2.56)$$

$$\chi_{yz}^{\text{res}} = \mu_0 M_S \frac{\frac{\omega}{\gamma}}{\mu_0 \Delta H (\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}})} = \mu_0 M_S \frac{\sqrt{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}}{\mu_0 \Delta H (\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}})} \quad (2.57)$$

$$\chi_{zy}^{\text{res}} = \mu_0 M_S \frac{-\frac{\omega}{\gamma}}{\mu_0 \Delta H (\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}})} = \mu_0 M_S \frac{-\sqrt{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}}{\mu_0 \Delta H (\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}})} \quad (2.58)$$

$$\chi_{zz}^{\text{res}} = \mu_0 M_S \left(\frac{1}{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}} - i \frac{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}}{\mu_0 \Delta H (\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}})} \right) \quad (2.59)$$

Diese dynamischen Suszeptibilitäten im Resonanzfall sind ein Maß für die Auslenkung der Magnetisierung in Resonanz. Aus diesen Suszeptibilitäten lässt sich noch eine weitere wichtige Größe der Präzession der Magnetisierung um die Gleichgewichtslage bestimmen, die Elliptizität ε [37, 55]:

$$\varepsilon = \frac{\Im(\chi_{yy}^{\text{res}})}{\chi_{zy}^{\text{res}}} = -\frac{\chi_{yz}^{\text{res}}}{\Im(\chi_{zz}^{\text{res}})} = \sqrt{\frac{\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}}} \quad (2.60)$$

Für die Herleitung der Elliptizität wird die Näherung verwendet, dass die Imaginärteile von χ_{yy}^{res} und χ_{zz}^{res} viel größer sind als ihre Realteile. Die Elliptizität ist wichtig, da bei der Präzession der Magnetisierung die internen Anisotropiefelder die Form des Präzessionskonus beeinflussen. Beispielsweise ist die Auslenkung in der Probenebene (m_y) bei dünnen Filmen wesentlich größer als die Auslenkung senkrecht zur Probe (m_z).

2.4.3.4. Resonanzbedingung für die senkrechte Konfiguration

Analog zu obiger Herleitung lässt sich auch die Resonanzbedingung für den Fall, dass die Magnetisierung nicht parallel zur Probenebene ist, berechnen. Dies wurde ausführlich in Ref. [30] behandelt. Für diese Konfiguration erhält man durch Einsetzen der Gleichungen (A.42), (A.43) in Gleichung (2.54) die Resonanzbedingung. Für die senkrechte Konfiguration $\theta_M = \theta_H = 0$ ohne Anisotropien in der Probenebene gilt [30]:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \mu_0 H_{\text{FMR}} - \mu_0 M_{\text{eff}} \quad (2.61)$$

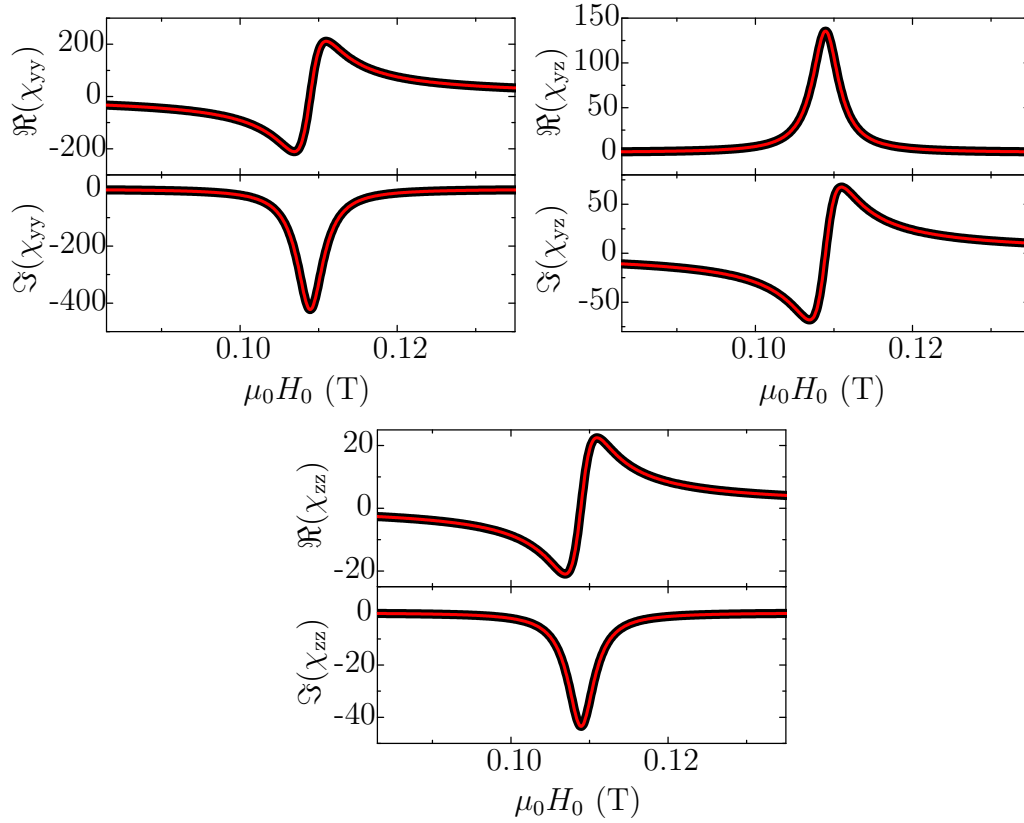


Abbildung 2.4.: Berechnete Real- und Imaginärteile (2.47), (2.48), (2.49) (2.50) der dynamischen Suszeptibilitäten für Py bei 10 GHz: Da $\chi_{yz} = -\chi_{zy}$, ist χ_{zy} nicht dargestellt. Zusätzlich sind alle Beiträge der Suszeptibilität mit einem antisymmetrischen oder symmetrischen Lorentz genähert (2.64), (2.65), (2.66), (2.67) und gefittet. Die Übereinstimmung der gefitteten mit den exakt berechneten Daten ist deutlich erkennbar.

2.4.4. Resonanzspektrum ultradünner Filme in der in-plane Konfiguration

Für den Fall ultradünner ausgedehnter Filme ($N_X = N_Y = 0$ und $N_Z = 1$) lässt sich die Linienform der Resonanzlinien relativ einfach berechnen. Ohne Anisotropien in der Probenebene liegt die Magnetisierung in der Probenebene immer parallel zum externen Magnetfeld ($\varphi_M = \varphi_H$). Für diesen Fall vereinfacht sich auch \mathcal{B}_{eff} und $\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$:

$$\mathcal{B}_{\text{eff}} = \mu_0 H_0 + \mu_0 M_{\text{eff}} \quad (2.62)$$

$$\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} = \mu_0 H_0 \quad (2.63)$$

Diese werden zusammen mit der Resonanzbedingung (2.54) in die Suszeptibilitäten (2.47)-(2.50) eingefügt. Weiter wird das Feld $H_0 = H_{\text{FMR}} + (H_0 - H_{\text{FMR}})$ umgeschrieben.

Nach dem Ausmultiplizieren des Nenners wird $\mu_0 (H_0 - H_{\text{FMR}} + i\Delta H) \ll (\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}})$ vernachlässigt. Durch Erweitern des Bruches ergeben sich folgende Resonanzspektren:

$$\chi_{yy} = \underbrace{\frac{M_S \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}{(\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}) \Delta H}}_{-\Im(\chi_{yy}^{\text{res}})} \left(\frac{\Delta H (H_0 - H_{\text{FMR}}) - i\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} + \frac{\mu_0 \Delta H}{\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}} \right) \quad (2.64)$$

$$\chi_{yz} = \underbrace{\frac{M_S \sqrt{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}}{(\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}) \Delta H}}_{\chi_{yz}^{\text{res}}} \left(\frac{i\Delta H (H_0 - H_{\text{FMR}}) + \Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \right) \quad (2.65)$$

$$\chi_{zy} = - \underbrace{\frac{M_S \sqrt{\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}} \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}}}{(\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}) \Delta H}}_{\chi_{zy}^{\text{res}}} \left(\frac{i\Delta H (H_0 - H_{\text{FMR}}) + \Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \right) \quad (2.66)$$

$$\chi_{zz} = \underbrace{\frac{M_S \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}}{(\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}} + \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}) \Delta H}}_{-\Im(\chi_{zz}^{\text{res}})} \left(\frac{\Delta H (H_0 - H_{\text{FMR}}) - i\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} + \frac{\Delta H}{\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}} \right) \quad (2.67)$$

Für die Konfiguration mit einem senkrecht aus der Probenebene herausweisen den statischen magnetischen Feld lässt sich obige Betrachtung in analoger Weise durchführen und man erhält die gleichen Linienformen².

2.5. Beiträge der Dämpfung und Inhomogenitäten zur Linienbreite der Ferromagnetischen Resonanz

Einer der wichtigsten Parameter bei der Charakterisierung ferromagnetischer Proben mit FMR ist die Dämpfung α . Sie bestimmt die Relaxationszeit der ausgelenkten Magnetisierung und die Rückkehr in die Gleichgewichtslage [56]. Experimentell lässt sich die Dämpfung aus der Linienbreite $\mu_0 \Delta H(\omega)$ der Resonanzspektren bestimmen [57, 58]:

$$\mu_0 \Delta H(\omega) = \alpha \frac{\omega}{\gamma} + \mu_0 \Delta H(0) \quad (2.68)$$

Neben dem bereits zuvor erwähnten intrinsischen Beitrag $\alpha \frac{\omega}{\gamma}$ zur Linienbreite [47] existiert für viele Proben auch ein extrinsischer Anteil $\mu_0 \Delta H(0)$. Dieser macht sich bei der Betrachtung der Abhängigkeit von der Frequenz ω als Achsenabschnitt bemerkbar [30, 39]. Sowohl der intrinsische als auch der extrinsische Beitrag zur Linienbreite haben verschiedene Ursprünge, die hier nur kurz angesprochen werden.

²Ohne Anisotropien ist dann $\mathcal{B}_{\text{eff}} = \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$ und somit $\chi_{yy} = \chi_{zz}$.

Bei der intrinsischen Dämpfung findet man unter anderem einen temperaturabhängigen Anteil, der die gleiche Abhängigkeit wie die elektrische Leitfähigkeit σ besitzt. Bei diesem verursacht die Präzession der Magnetisierung Wirbelströme („eddy currents“) und diese wiederum eine Dämpfung der Präzession [39, 59, 60]. Auch die Streuung von Magnonen an Phononen kann zu einer Dämpfung führen [39, 61]. Der wichtigste intrinsische Mechanismus in metallischen Ferromagneten wie z.B. Permalloy ist allerdings die Spin-Bahn-Relaxation (vgl. Ref. [30, 39]). Für diese wurden von Heinrich et al. [62] und Kamberský [63] verschiedene Theorien entwickelt.

Im Unterschied zur intrinsischen Dämpfung, die nur vom untersuchten Material abhängig ist, können die extrinsischen Beiträge mit einer optimierten Probenherstellung durch Reduzierung von Defekten und Inhomogenitäten reduziert oder gar eliminiert werden [47, 64]. Im Allgemeinen existieren in dünnen Schichten zwei wichtige Beiträge zur extrinsischen Linienbreite, die Zwei-Magnonen-Streuung und die Verbreiterung der Resonanzlinie auf Grund von Inhomogenitäten der magnetischen Eigenschaften und der Dicke. Die Zwei-Magnonen-Streuung basiert auf der Streuung eines uniform präzedierenden Magnons ($\vec{k} \approx 0$ (FMR-Mode)) in ein Magnon (Spinwelle) $\vec{k} \neq 0$ gleicher Frequenz $\omega_{\text{FMR}} = \omega(\vec{k})$ (vgl. Abb. 2.5a). Für sehr dünne Filme existieren solche entartete Zustände nur in der Probenebene (vgl. Abschnitt 2.6). Daher muss dieser Beitrag bei Messungen in der senkrechten Konfiguration nicht berücksichtigt werden [30, 39, 57]. Der zweite Effekt zur Erhöhung der Linienbreite kommt von der Variation der magnetischen Eigenschaften (z.B. Anisotropien) durch beispielsweise unterschiedliche Materialdicken. Durch diese Variation kommt es zu minimalen Schwankungen in der Resonanzposition für verschiedene Probenregionen. Durch das nichtlokale Messverfahren bei FMR ist es meist nicht möglich diese Bereiche zu unterscheiden, wodurch es durch Superposition mehrerer Resonanzlinien zu einer deutlich verbreiterten Resonanzlinie und detektierten Linienbreite kommt. Im Unterschied zur Zwei-Magnonen-Streuung ist die inhomogene Linienverbreiterung in der senkrechten Konfiguration deutlich prägnanter als in der in-plane Konfiguration, da dort die Resonanzbedingung eine lineare Abhängigkeit vom Resonanzfeld, im Gegensatz zur wurzelförmigen Abhängigkeit im in-plane Fall, besitzt [65, 66].

In Ergänzung zu den hier beschriebenen Beiträgen zur Linienbreite in einfachen Materialien, findet man in Multilagensystemen weitere Effekte. Beispielsweise wird in einem Bilagensystem aus einer ferromagnetischen und normalmetallischen Schicht die Dämpfung durch den in Kapitel 4 beschriebenen Spin-Pumpen-Effekt zusätzlich erhöht.

2.6. Spinwellen

Bis zu diesem Punkt wurde immer eine uniforme Magnetisierung angenommen. Diese ist dadurch charakterisiert, dass alle magnetischen Momente in der gesamten Probe parallel angeordnet sind und auch in Resonanz uniform mit der selben Frequenz und Phase präzedieren [2, 30]. Falls nun in einem solchen geordneten magnetischen Material ein magnetisches Moment aus der Gleichgewichtsorientierung ausgelenkt wird, wird diese Störung durch das Material propagieren. Diese Störung wird Spinwelle oder Magnon genannt. Die Ausbreitungsrichtung der Spinwellen wird durch den Wellenvektor \vec{k} festgelegt. Aus diesem Grund wird für die weitere Berechnung die dynamische Magnetisierung $\vec{m}(\vec{r}, t)$ als räumliche Fourierreihe entwickelt:

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(t) + \sum_{\vec{k} \neq 0} \vec{m}_{\vec{k}}(t) \exp^{-i\vec{k}\vec{r}} \quad (2.69)$$

Für $\vec{k} = 0$ hat man mit $\vec{m}_0(t)$ somit den Fall der uniformen ferromagnetischen Resonanz, wie sie bereits betrachtet wurde. $\vec{m}_0(t)$ und $\vec{m}(\vec{r}, t)$ sind dabei reelle Größen, wohingegen $\vec{m}_{\vec{k}}(t)$ komplex ist. Es gilt allgemein: $\vec{m}_{\vec{k}}^*(t) = \vec{m}_{-\vec{k}}(t)$. Analog zu $\vec{m}(\vec{r}, t)$ kann auch $\vec{h}(\vec{r}, t)$ entwickelt werden:

$$\vec{h}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0(t) + \sum_{\vec{k} \neq 0} \vec{h}_{\vec{k}}(t) \exp^{-i\vec{k}\vec{r}} \quad (2.70)$$

Im nachfolgenden Abschnitt werden die Grundzüge für die Herleitung der Dispersionsrelation von Spinwellen eines dünnen Films beschrieben. Später wird auch noch kurz auf den Fall eines strukturierten Objekts eingegangen. Um die dynamischen Eigenschaften von Spinwellen zu betrachten, ist eine mögliche Herangehensweise, die Maxwellgleichungen selbstkonsistent zu lösen, da die Dipol- und Austauschfelder auch Beiträge der dynamischen Magnetisierung enthalten [33, 40, 46, 67–71].

2.6.1. Magnetostatische Spinwellen

Spinwellen können im Allgemeinen nach ihrer Wellenlänge als dipol- oder austauschdominiert unterschieden werden. Für lange Wellenlängen sind die Spinwellen dipoldominiert. Diese werden auch magnetostatische Moden genannt [67, 71–73].

Im Nachfolgenden werden diese magnetostatischen Moden für dünne, ausgedehnte und in der Probenebene magnetisierte Filme betrachtet. Dabei verwendet man die Maxwellgleichungen in der magnetostatischen Näherung, wodurch sich die

Differentialgleichungen auf die magnetischen Potentiale reduzieren [2, 40, 67, 68, 71, 72, 74, 75]:

$$\nabla \times \vec{H} = 0 \quad (2.71)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.72)$$

Unter Verwendung von $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 + \vec{h}(\vec{r}, t)$ sowie $\vec{M}(\vec{r}, t) = \vec{M}_0 + \vec{m}(\vec{r}, t)$ erhält man das Ampèresche und das Gaußsche Gesetz des dynamischen magnetischen Feldes und der dynamischen Magnetisierung [40, 67]:

$$\nabla \times \vec{h} = 0 \quad (2.73)$$

$$\nabla \cdot \mu_0 (\vec{h} + \vec{m}) = 0 \quad (2.74)$$

Mit der ersten Gleichung (2.73) lässt sich ein dynamisches magnetisches Potential ψ gemäß $\vec{h} = \nabla \psi$ definieren. Zusammen mit der dynamischen Suszeptibilität $\vec{m} = \chi \vec{h}$ ergibt sich für den Fall, dass die Magnetisierung $\vec{M}_0 \parallel \vec{x}$ und das $\vec{H}_{\text{eff}} \parallel \vec{x}$ ist, aus Gl. (2.74):

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (1 + \chi) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = 0 \quad (2.75)$$

Diese sogenannte Walker-Gleichung wurde von Walker [76] erstmals für den Fall eines Rotationsellipsoids eingeführt. Außerhalb des Mediums gehorcht das magnetische Potential der Laplace Gleichung [40, 67]:

$$\nabla^2 \psi = 0 \quad (2.76)$$

Diese Gleichungen werden unter Verwendung der Randbedingungen an den Filmoberflächen für verschiedene Spezialfälle betrachtet. Die Eigenschaften der verschiedenen Moden hängen von der Orientierung des Wellenvektors \vec{k} im Vergleich zur statischen Magnetisierung und zur Filmebene ab [2, 40, 67]:

- **Magnetisierung senkrecht zur Filmebene:**

In diesem Fall ist $\vec{M}_0 \parallel \vec{x}$ senkrecht zur Filmebene und man erhält folgende Dispersionsrelation [40]:

$$\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta_{\vec{k}} \right) \quad (2.77)$$

$$\text{mit } \omega_H = \gamma \mu_0 |\vec{H}_{\text{eff}}| \quad \text{und} \quad \omega_M = \gamma \mu_0 M_S \quad (2.78)$$

wobei $\theta_{\vec{k}}$ der Winkel zwischen dem Wellenvektor \vec{k} und der Magnetisierung $\vec{M}_0 \parallel \vec{x}$ ist. Außerdem wird angenommen, dass auch $\vec{H}_{\text{eff}} \parallel \vec{M}_0 \parallel \vec{x}$ gilt. Da $\sin^2 \theta_{\vec{k}} = (k_y^2 + k_z^2) / (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)$ ist, findet man bei Spinwellen, die sich in der Ebene ausbreiten, immer eine positive Gruppengeschwindigkeit

$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \sqrt{k_y^2 + k_z^2}}$. Diese Spinwellen in senkrecht magnetisierten Filmen werden auch **Magnetostatic Forward Volume Waves (MSFVW)** genannt. Mit obiger Gleichung ist leicht erkennbar, dass die Frequenzen dieser Moden ω_{MSFVW} innerhalb folgender Grenzen liegen [40]:

$$\omega_H < \omega_{\text{MSFVW}} < \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)} \quad (2.79)$$

- **Magnetisierung in der Filmebene:**

Somit liegen \vec{M}_0 , \vec{x} , \vec{y} in der Probenebene und \vec{z} ist senkrecht zu dieser. In diesem Fall erhält man die gleiche Dispersionsrelation (2.77) wie bereits für die MSFVW in senkrechter Konfiguration. Allerdings kann man nun erneut zwei Fälle unterscheiden [40]:

Bei den Spinwellen in der Probenebene, die sich parallel zu $\vec{x} \parallel \vec{M}_0 \parallel \vec{H}_{\text{eff}}$ ausbreiten ($k_y = 0$), findet man eine Abnahme der Frequenz mit zunehmendem Wellenvektor k_x . Wegen der damit verbundenen negativen Gruppengeschwindigkeit $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_x}$ werden diese Spinwellen auch **Magnetostatic Backward Volume Waves (MSBVW oder BV)** genannt. Es gilt erneut [40]:

$$\omega_H < \omega_{\text{BV}} < \sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)} \quad (2.80)$$

Der zweite Fall ist, wenn sich die Spinwellen senkrecht zur Magnetisierung ($k_x = 0$) in der Probenebene ausbreiten. Für die zugehörige Dispersionsrelation gilt [40, 77]:

$$\omega_{\text{DE}}^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} (1 - \exp(-2|k_y|L)) \quad (2.81)$$

Hierbei bezeichnet L die Filmdicke. Diese Spinwellen zeigen nahe der Oberfläche des Films die größte Amplitude. Daher werden sie **Magnetostatic Surface Modes (MSSW)** genannt. Sie wurden erstmals von Damon und Eshbach [73, 75] untersucht und somit oft auch als **Damon-Eshbach Waves (DE)** bezeichnet. Ihre Frequenzlimits sind [40]:

$$\sqrt{\omega_H (\omega_H + \omega_M)} < \omega_{\text{DE}} < \omega_H + \frac{\omega_M}{2} \quad (2.82)$$

2.6.2. Austauschdominierte Spinwellen

Neben den dipoldominierten magnetostatischen Spinwellen muss man auch den Fall betrachten, dass die Austauschwechselwirkung die entscheidende Rolle spielt

und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung vernachlässigbar ist. Diese Austauschkopplung wird besonders wichtig, wenn die Wellenlänge der Spinwellen in der Größe der Austauschlänge l_{ex} (2.31) liegt [2, 40]. Eine sehr große Bedeutung hat sie auch für stehende Spinwellen mit $\vec{k} = 0$ senkrecht zur Filmebene. Für diese stehenden Wellen erhält man folgende Dispersionsrelation [40, 67, 78]:

$$\omega_{\text{PSSW}} = \left| \omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} l_{\text{ex}}^2 (k_{\parallel}^2 + k_{z,n}^2) \right| \quad (2.83)$$

mit den Wellenzahlen $k_{z,n} = \frac{n\pi}{L}$ der stehenden Wellen in z -Richtung. Wegen dieser senkrecht zur Filmebene stehenden Spinwellen werden sie auch **Perpendicular Standing Spinwaves (PSSW)** genannt.

2.6.3. Dipol-Exchange Spinwellen

In einem ferromagnetischen Film, in dem Dipol-Dipol- und Austauschwechselwirkungen gleichermaßen wichtig sind, ist die Dispersionsrelation etwas komplizierter als bei den beiden vorherigen Fällen [40, 67, 78–82]. Da die Austauschenergie (2.10) quadratisch von der Ableitung der Magnetisierung abhängt, muss diese auch zusätzlich durch entsprechende Randbedingungen für die dynamische Magnetisierung berücksichtigt werden [77, 78]. Kalinkos und Slavin [78] haben dazu einen relativ einfachen Ausdruck für die Dispersionsrelation von Dipol-Exchange-Spinwellen in einem dünnen ferromagnetischen Film gefunden:

$$\omega_n^2 = \left[\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} l_{\text{ex}}^2 k_n^2 \right] \left[\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} l_{\text{ex}}^2 k_n^2 + \omega_{\text{M}} F_{nn} \right] \quad (2.84)$$

mit $k_n = k_{\parallel}^2 + \kappa_n^2$, wobei $\kappa_n = \frac{n\pi}{L}$ für stehende Spinwellen in z -Richtung steht, und

$$F_{nn} = P_{nn} + \sin^2 \theta_{\text{M}} \left[1 - P_{nn} (1 + \cos^2 \varphi_{\text{M}}) + \omega_{\text{M}} \frac{P_{nn} (1 - P_{nn}) \sin^2 \varphi_{\text{M}}}{\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} l_{\text{ex}}^2 k_n^2} \right] \quad (2.85)$$

mit dem Matrixelement P_{nn} der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Dieses ist als Funktion der dimensionslosen in-plane Wellenzahl $k_{\parallel} L$ immer im Bereich $0 \leq P_{nn} < 1$ mit $0 \leq k_{\parallel} L < \infty$. Für kleine Wellenlängen $k_{\parallel} L \ll 1$ und ungepinnten Oberflächenspins lässt sich eine relativ einfache Lösung für P_{nn} finden [40, 78]:

$$P_{nn} = \frac{k_{\parallel}^2}{k_n^2} - \frac{k_{\parallel}^4}{k_n^4} F_n \frac{1}{1 + \delta_{0n}} \quad (2.86)$$

mit dem Kronecker-Delta δ_{0n} und

$$F_n = \frac{2}{k_{\parallel} L} \left[1 - (-1)^n e^{-k_{\parallel} L} \right] \quad (2.87)$$

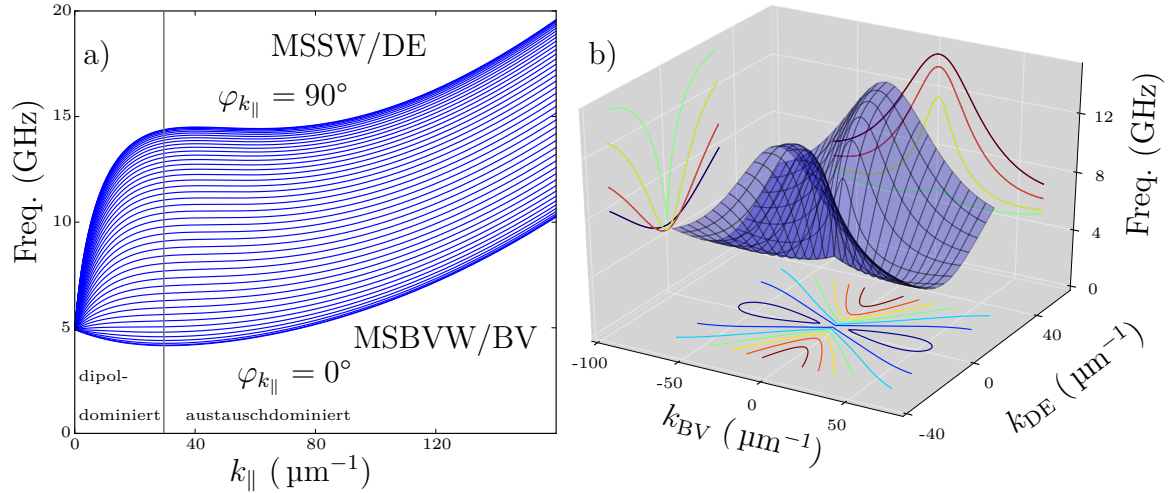


Abbildung 2.5.: Die Dispersionsrelation der Spinwellenmoden eines in der Probenebene magnetisierten 50 nm dicken Py-Films kann unter Verwendung von Gl. (2.84) bei einem externen statischen 30 mT Feld berechnet werden. In (a) wird die Relation als Funktion des Winkels zwischen in-plane Wellenvektor und Magnetisierung betrachtet. Hier kann man gut die Abnahme für niedrige Vektoren wegen der Dipoldominierung erkennen. Für höhere Vektoren wird der Effekt durch die Austauschdominierung unterdrückt [2]. In (b) ist die selbe Dispersionsrelation in Abhängigkeit des Wellenvektors in Backward Volume (MSBVM/BV) und Damon-Eshbach (MSSW/DE) Richtung dargestellt [33].

Es zeigt sich in (2.84), dass in einem ferromagnetischen Film die relativen Beiträge der Dipol-Dipol- und der Austauschwechselwirkungen zur Spinwellendispersionsrelation entscheidend von der Dicke L und den Winkeln θ_M und φ_M der Magnetisierung abhängen. Dies kann man sehr gut in Abb. 2.5a erkennen. Für sehr kleine Wellenvektoren finden sich hauptsächlich dipoldominierte Spinwellen. Im Bereich von Wellenlängen $|\vec{k}| \geq l_{\text{ex}}^{-1}$ hingegen wird das Spektrum durch die Austauschkopplung dominiert [2, 40].

2.7. Nichtlineare Ferromagnetische Resonanz

Zusätzlich zu den bisher betrachteten relativ einfachen Fällen uniformer Anregung bei Ferromagnetischer Resonanz und der Spinwellenmoden existieren auch bei FMR nichtlineare Effekte. Diese können analog zu den nichtlinearen Effekten vieler anderer Systeme betrachtet werden. Ähnlich der linearen Betrachtung („linear response theory“) beim Harmonischen Oszillator wurde auch die uniforme FMR-Mode in Abschnitt 2.4.2 aus der linearen Näherung der LLG (2.30) hergeleitet. Durch die Erweiterung des Harmonischen Oszillators mit anharmonischen Termen lässt sich die physikalische Beschreibung verfeinern. Bei FMR an

ausgedehnten Filmen findet man den Übergang vom harmonischen zum anharmonischen Verhalten bei einem bestimmten Schwellwert im treibenden Feld. Im Allgemeinen können die linearen Eigenmoden als nicht wechselwirkende Quasiteilchen angesehen werden. Am Schwellwert nimmt diese Wechselwirkung so weit zu, dass sich die physikalischen Eigenschaften des Systems abrupt ändern [33].

2.7.1. Entwicklung des Hamilton-Operators

Bei einer nicht uniformen Magnetisierungsverteilung versagt im Allgemeinen die klassische Beschreibung und auch die Herleitung aus der Bewegungsgleichung (LLG (2.30)) ist nicht möglich, da beispielsweise der Ursprung der Austauschwechselwirkung oder auch Terme höherer Ordnung der Bewegung nicht korrekt oder nur sehr schwer und kompliziert wiedergegeben werden können [33, 46]. Der Ansatz hierfür besteht darin, die LL (2.29) in die skalare Hamiltonform zu transformieren [46]. Zu diesem Zweck führte Schlömann 1959 [70, 83, 84] eine Transformation der dynamischen Komponenten der Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r}, t)$ in die konjugierten skalaren dimensionslosen kanonischen Variablen p und q ein. Diese kanonischen Variablen beschreiben die zeitlichen und räumlichen Abweichungen der Magnetisierung aus dem Gleichgewicht. Damit kann das semi-klassische Äquivalent s des quanten-mechanischen Spinoperators eingeführt werden, um die Präzession der Magnetisierung darzustellen:

$$s = p + iq \quad (2.88)$$

Weiter wird der Hamilton-Operator \mathcal{H} in Frequenzeinheiten umgerechnet [46, 69, 70]:

$$\mathcal{U} = \frac{\gamma \mathcal{H}}{M_S V} = \frac{\gamma}{M_S V} \int_V \varepsilon d^3 r \quad (2.89)$$

Die Bewegungsgleichungen in Hamilton-Form lauten damit:

$$i \frac{ds}{dt} = \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial s^*} \quad \text{und} \quad -i \frac{ds^*}{dt} = \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial s} \quad (2.90)$$

Für komplizierte Probleme bei Betrachtung von Spinwellen ist es sinnvoll, die Fourierentwicklung $s(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} s_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}}$ mit dem Wellenvektor \vec{k} und der zugehörigen Eigenfrequenz $\omega_{\vec{k}}$ zu verwenden:³

$$i \frac{ds_{\vec{k}}}{dt} = \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial s_{\vec{k}}^*} \quad \text{und} \quad -i \frac{ds_{\vec{k}}^*}{dt} = \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial s_{\vec{k}}} \quad (2.91)$$

³ $\vec{k} = 0$ ist erneut die uniforme Mode der Magnetisierung.

Zuletzt wird der Hamilton-Operator als Polynom in Ordnungen von $s_{\vec{k}}$ und $s_{\vec{k}}^*$ entwickelt⁴. Dies wurde ausführlich von Krivosik und Patton in Ref. [46] behandelt. Aus der Entwicklung bis zur (2)ten Ordnung erhält man die Gleichungen für die uniforme ($\vec{k} = 0$) FMR-Mode sowie die linearen Spinwellenmoden, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten betrachtet wurden [33, 40, 46, 69, 70].

2.7.2. Nichtlineare Beiträge aus der Entwicklung des Hamilton-Operators

Aus der Entwicklung des Hamilton-Operators erhält man neben den linearen auch höhere nichtlineare Beiträge. Diese ermöglichen einen Zugang zur nichtlinearen Spinwellendynamik. Die Terme $\mathcal{U}^{(3)}$ und $\mathcal{U}^{(4)}$ lassen sich als Störung in der linearen Dynamik betrachten und sind ein Ansatz für die Analyse von 4-Wellen-Prozessen. Durch diese nichtlinearen Prozesse werden bestimmte Spinwellenmoden unter Energie- und Impulserhaltung vernichtet und erzeugt. Ein Beispiel für einen nichtlinearen 3-Wellen-Prozess ist die erste Ordnung Suhl-Instabilität. Dabei wird typischerweise ein uniformes Magnon $\vec{k} = 0$ in zwei Magnonen \vec{k}' und $-\vec{k}'$ mit entgegengesetzten k -Vektoren und halber Frequenz des ursprünglichen Magnons gestreut. Auf Grund hoher Felder und Frequenzen sind diese 3-Wellen-Prozesse meist nicht erlaubt und die Magnetisierungsdynamik wird durch 4-Wellen-Prozesse dominiert. Solche 1957 von H. Suhl [85] vorgestellten 2-te Ordnung Suhl-Spinwellen-Instabilitäten sind für viele Probleme in der nichtlinearen Dynamik sehr wichtig [46].

Durch entsprechende Transformationen der kanonischen Variablen erhält man für den Hamilton-Operator in Resonanz eine Darstellung, die nur Terme (2)ter und (4)ter (und höherer) Ordnung enthält (vgl. Ref. [33, 46]). Auch für die in Abschnitt 6.3 betrachteten Spinwellenmoden sind hauptsächlich Prozesse der 2-ten Ordnung Suhl-Instabilitäten zu finden. Dabei werden zwei uniforme Moden ($\vec{k} = 0$) mit ω_0 in zwei Spinwellen mit $(\vec{k}; -\vec{k})$ und $\omega_{\vec{k}} = \omega_0$ gestreut. Ein entscheidender Aspekt bei der Betrachtung solcher nichtlinearer Moden ist die minimale kritische uniforme Amplitude $|c_0|_{\text{crit}}$, bei der für ein homogenes Anregungsfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ spontan zwei uniforme Moden in ein Paar nicht uniformer Spinwellen gestreut werden [33, 46]:

$$|c_0|_{\text{crit}} = \min_{\omega_{\vec{k}}=\omega_0} \left(\sqrt{\frac{\eta_{\vec{k}}}{|\widetilde{W}_{00,\vec{k}(-\vec{k})}|}} \right) \quad (2.92)$$

⁴Der Hamilton-Operator lautet als Polynomentwicklung $\mathcal{U} = \mathcal{U}^{(0)} + \mathcal{U}^{(1)} + \mathcal{U}^{(2)} + \dots$ ((0), (1), (2), ... entsprechen den verschiedenen Ordnungen und beinhalten auch Mischterme mit verschiedenen \vec{k} -Vektoren).

mit der Relaxationsrate $\eta_{\vec{k}}$ für eine bestimmte Spinwellenmode \vec{k} und der Koppelungskonstante $\widetilde{W}_{00,\vec{k}(-\vec{k})}$ für den Übergang $(0;0) \rightarrow (\vec{k}; -\vec{k})$. Das Minimum wird aus allen möglichen Spinwellenmoden bei der Resonanzfrequenz $\omega_{\vec{k}} = \omega_0$ berechnet.

Neben der Streuung in nichtlineare Spinwellenmoden kommt es ebenfalls zu einer Verschiebung der Frequenz der Spinwellenmode [33, 46, 86]. Dabei hängt die Verschiebung von der Orientierung des Wellenvektors ab. In BV-Richtung erwartet man eine Erhöhung der Frequenz, im Gegensatz dazu wird die Frequenz in DE-Orientierung reduziert (vgl. Ref. [33, 46]). Außerdem wird die Stärke der Frequenzänderung durch den Auslenkwinkel der beteiligten Spinwellenmoden bestimmt [46].

Im Allgemeinen sind in definierten Strukturen durch die Beschränkung der Dimension die Anzahl der Moden, welche resonant durch 3- und 4-Wellen-Prozesse wechselwirken können, deutlich reduziert. In dünnen Filmen sind diese Prozesse durch die Beschränkung in nur einer Dimension noch erlaubt, da die Dispersionsrelation noch kontinuierlich ist (vgl. Abb. 2.5 und Ref. [46, 87]). Für solche dünnen ausgedehnten Filme lassen sich mit der Dispersionsrelation Gl. (2.84) noch viele Ergebnisse für nichtlineare Prozesse berechnen (vgl. Ref. [33, 34, 46]). Hingegen werden bei einer weiteren Reduzierung der Dimension (auf z.B. dünne zylindrische Scheiben in Kap. 6) die Gleichungen sehr kompliziert und gehen über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Deshalb werden die experimentellen Ergebnisse im Folgenden hauptsächlich mit mikromagnetischen Simulationen verglichen.

3. Experimentelle Techniken zur Untersuchung Ferromagnetischer Resonanz

Ferromagnetische Resonanz (FMR) ist eine der wichtigsten Methoden, um magnetische Materialien zu untersuchen. Mit ihr lassen sich viele magnetische Eigenschaften wie magnetische Anisotropien, Dämpfungsparameter, g-Faktor usw. bestimmen. Im Allgemeinen befindet sich dabei eine Probe in einem dynamischen magnetischen Mikrowellenfeld, wodurch die Magnetisierung in der Probe präzediert [4, 29, 30]. Nachfolgend werden verschiedene Techniken der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) vorgestellt. Im ersten Teil dieses Abschnittes werden zwei klassische FMR-Aufbauten beschrieben. Im Abschnitt 3.3 wird eine weitere Methode unter Verwendung von Röntgenstrahlung erläutert, die sogenannte XMCD-FMR. Nachfolgend im Kapitel 4 wird eine spezielle Anwendung der Ferromagnetischen Resonanz beschrieben. Dort wird bei Kombination eines Ferromagneten (FM) mit einem Normalmetall (NM) durch die in Resonanz präzedierende Magnetisierung ein Spinstrom in das Normalmetall erzeugt (Spin-Pumpen). Zusätzlich soll in Abschnitt 3.2 auf die Anregung der Magnetisierung mit Mikrowellen unter Verwendung eines koplanaren Wellenleiters eingegangen werden.

3.1. Klassischer Aufbau zur Messung der Ferromagnetischen Resonanz

3.1.1. Prinzip eines FMR-Aufbaus

Bei FMR-Messungen wird die Magnetisierung in der Probe durch ein kleines magnetisches Mikrowellenfeld $\mu_0 \vec{h}_{\text{rf}}(t)$ senkrecht zur Magnetisierung mit der Frequenz $f = \omega/2\pi$ zur Präzession angeregt. Das Anlegen eines zusätzlichen statischen Magnetfeldes $\mu_0 \vec{H}_0 \perp \mu_0 \vec{h}_{\text{rf}}$ verändert die Steifigkeit des präzedierenden Systems und somit die Resonanzfrequenz. Bei klassischen FMR-Messungen wird die Absorption der Mikrowellenleistung in Abhängigkeit von der Frequenz des anregenden Feldes und des externen statischen Magnetfeldes gemessen. Das gleiche Prinzip findet auch bei der Kernspinresonanz („nuclear magnetic resonance (NMR)“) oder der Elektronenspinresonanz (ESR oder engl. „electron parametric resonance (EPR)“) Anwendung [4, 26, 29, 30, 39, 44, 47, 50, 51].

Im Kapitel 2.4.3 wurde bereits die Auslenkung und Präzession der Magnetisierung um die Gleichgewichtslage betrachtet. Durch Änderung der Mikrowellenfrequenz oder des externen Magnetfeldes ist es möglich das System in Resonanz zu versetzen. Im Resonanzfall ist schließlich die Auslenkung und damit der Konuswinkel der Präzession maximal. Diese dynamische Auslenkung der Magnetisierung lässt sich mit der dynamischen Suszeptibilität χ Gl.(2.46) berechnen. Bei den Messungen ist die absorbierte Mikrowellenleistung proportional zum Imaginärteil der Suszeptibilität [49, 54]:

$$P = \frac{1}{2} \omega \Im(\chi) h_{\text{rf}}^2 \quad (3.1)$$

Im Allgemeinen können zwei grundlegend verschiedene FMR-Messmethoden unterschieden werden. Diese werden nun nachfolgend kurz beschrieben. Bei der ersten Methode 3.1.2 besitzt das an die Probe angelegte Mikrowellenfeld eine feste Mikrowellenfrequenz und das externe statische Magnetfeld wird variiert. Im Gegensatz dazu ist bei der zweiten Methode 3.1.3 das statische Feld fixiert und die Mikrowellenfrequenz veränderlich.

3.1.2. FMR-Messung mit variablem externen Magnetfeld

Bei dieser Messmethode wird an die Probe ein festes Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ (Frequenz f) angelegt, um die Magnetisierung zur Präzession anzuregen. Zusätzlich befindet sich die Probe in einem veränderlichen DC-Magnetfeld $\mu_0 \vec{H}_0$ eines Elektromagneten (vgl. Abb. 3.1). Dieses externe Feld hat den gleichen Effekt, wie die Erdanziehung bei einem Kinderkreisel. Es erhöht die Steifigkeit des Systems und somit die Resonanzfrequenz [4, 30, 44, 50, 51]. Im hier vorgestellten FMR-Aufbau wird das externe Magnetfeld linear verändert (gesweept) um das System mit der anregenden Mikrowellenfrequenz in Resonanz zu bringen. In Resonanz wird ein Teil der an die Probe angelegten Mikrowellen von dieser absorbiert. Zur Messung wird die verbleibende Mikrowellenleistung mit einer Schottkydiode detektiert. Diese wandelt die Mikrowellenleistung in eine messbare Spannung um. Um das Signal-Rausch-Verhältnis („signal to noise ratio“ (SNR)) zu verbessern, wird zusätzlich ein Lock-in-Verstärker verwendet. Zu diesem Zweck wird das externe magnetische Feld mit einem kleinen magnetischen Wechselfeld mit einer Frequenz von wenigen Hertz bis Kilohertz und einer Amplitude in der Größenordnung $\mu_0 H_{\text{mod}} = 0.1 \text{ mT} - 0.5 \text{ mT}$ überlagert. Dieses wird durch kleine Modulationsspulen an den Polschuhen des großen Elektromagneten erzeugt. Durch den Lock-in ist das gemessene Signal in diesem Aufbau nicht mehr der Imaginärteil der rf-Suszeptibilität und somit keine Lorentzkurve, sondern eine abgeleitete Lorentzkurve $d\Im(\chi)/dH_0$. Das Mikrowellenfeld im dargestellten Aufbau wird durch einen Mikrowellenfrequenzgenerator und einen koplanaren Wellenleiter (CPW) (siehe Abschnitt 3.2) erzeugt. Analog zu einem koplanaren Wellenleiter kann auch ein

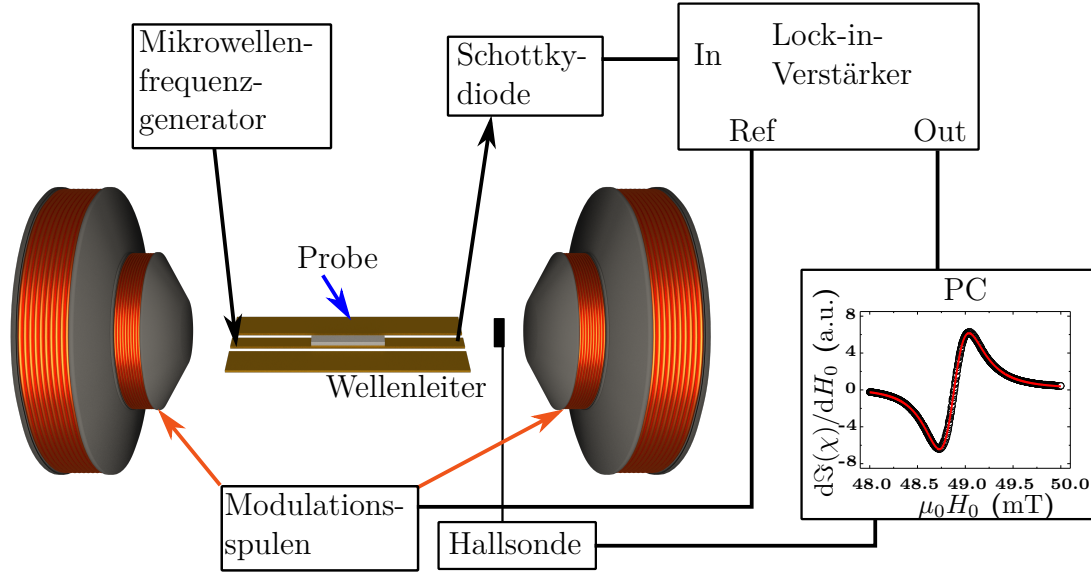


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung eines zur FMR-Messung verwendeten Mikrowellenspektrometers: Die von einem Mikrowellenfrequenzgenerator erzeugten Mikrowellen werden dabei über Koaxialkabel an einen koplanaren Wellenleiter angelegt, wodurch am Probenort ein magnetisches Mikrowellenfeld entsteht. Am anderen Ende des Wellenleiters wird die Mikrowellenleistung mit einer Schottkydiode detektiert. Diese gemessenen Leistungen werden in Abhängigkeit des Feldes des Elektromagneten als Graph aufgezeichnet [30, 39].

Mikrowellenhohlleiter oder eine Mikrowellenkavität (vgl. Ref. [30, 39]) verwendet werden, diese sind aber abhängig von ihren Dimensionen auf bestimmte Frequenzen und Frequenzbereiche beschränkt. Durch Rotation des Wellenleiters mit der Probe oder des Elektromagneten ist es möglich in verschiedenen Konfigurationen zu messen (in-plane, out-of-plane) [18, 30, 50, 51, 64, 88].

Das in Abbildung 3.2 dargestellte Resonanzspektrum kann mit der Ableitung der folgenden asymmetrischen Lorentzkurve gefittet werden [4, 18, 30, 39]:

$$\Im(\chi) \cos \epsilon + \Re(\chi) \sin \epsilon \propto \frac{\Delta H \cos \epsilon + (H_0 - H_{\text{FMR}}) \sin \epsilon}{\Delta H^2 + (H_0 - H_{\text{FMR}})^2} \quad (3.2)$$

Eine asymmetrische Lorentzkurve ist wegen der Kopplung der Probe an den Wellenleiter notwendig und ist eine Mischung (Mischungswinkel ϵ) aus einem symmetrischen und einem antisymmetrischen Lorentz (vgl. Gl. (2.64), (2.65), (2.66), (2.67)). Aus dem Fit erhält man die Resonanzposition $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ und die Linienbreite $\mu_0 \Delta H = \frac{\sqrt{3}}{2} \mu_0 \Delta H^{\text{pp}}$ [30, 39].

Durch die Verwendung eines Lock-in-Verstärkers können auch sehr kleine Signale gemessen werden. Wegen dieser hohen Empfindlichkeit ist ein konventionelles

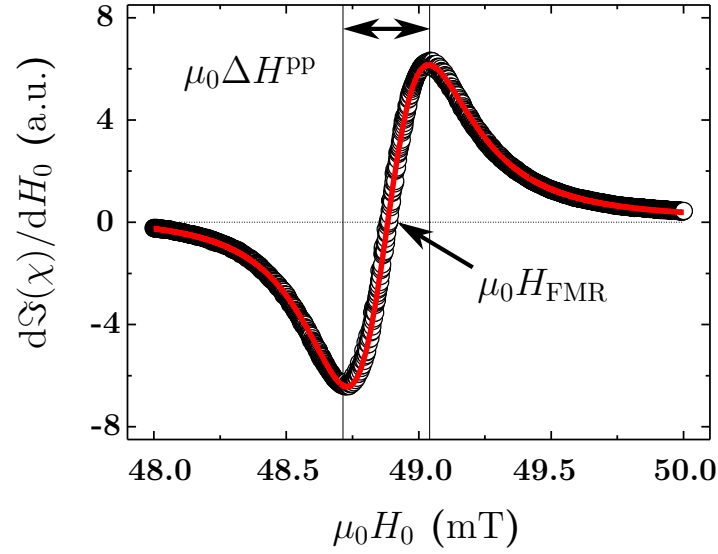


Abbildung 3.2.: Typisches FMR-Resonanzspektrum einer CrO_2 Probe bei 22 GHz: Auch ohne Fit (rote Linie) ist es möglich, die peak-to-peak Linienbreite $\mu_0\Delta H^{\text{pp}} \approx 3.3 \text{ mT}$ und das Resonanzfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}} = 48.8 \text{ mT}$ direkt aus dem Diagramm abzulesen [30].

FMR-Setup eine ausgezeichnete Möglichkeit, auch dünne und kleine magnetische Strukturen zu untersuchen (vgl. Ref. [30, 65]).

3.1.3. FMR-Messung mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator (VNA)

Neben der Messmethode mit statischer Frequenz und variablem magnetischen Feld aus dem vorherigen Abschnitt ist es auch möglich, das Feld stabil zu halten und die anregende Mikrowellenfrequenz zu variieren. Dies kann mit einem Vektor-Netzwerk-Analysator (VNA) und einem koplanaren Wellenleiter (CPW) realisiert werden (Abb. 3.3). Dabei dient der VNA sowohl als Mikrowellenquelle ($f = 45 \text{ MHz} - 20 \text{ GHz}$) als auch als Detektor. Wie auch bei der klassischen FMR wird die Magnetisierung in der Probe durch das magnetische Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ zur Präzession angeregt. Durch die Verwendung des koplanaren Wellenleiters ist es möglich Messungen über einen breiten Frequenzbereich zu machen. Das Magnetfeld wird ebenfalls durch einen kleinen Elektromagneten (max. Feld $\mu_0 H_0 = 120 \text{ mT}$) erzeugt (Abb. 3.3).

Eine Besonderheit bei diesem System ist, dass die koaxialen Mikrowellenkabel mit Mikrowellenmessspitzen mit dem Wellenleiter verbunden werden. Dies ist eine sehr schnelle und effektive Methode, um die Vorteile eines strukturierten Wellenleiters zu nutzen. Durch die Verwendung eines direkt auf die Probe strukturierten

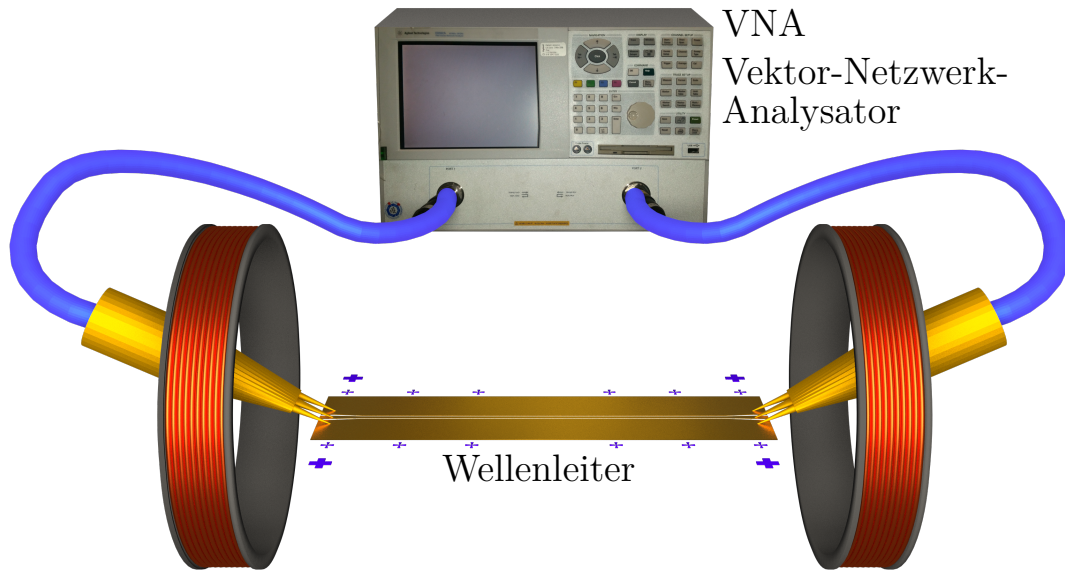


Abbildung 3.3.: Skizze des verwendeten VNA-FMR-Messaufbaus: Dabei fungiert der Vektor-Netzwerk-Analysator (VNA) sowohl als Mikrowellenquelle als auch als Detektor. Zusätzlich kann beim verwendeten Aufbau auch ein statisches Magnetfeld angelegt werden [2, 51].

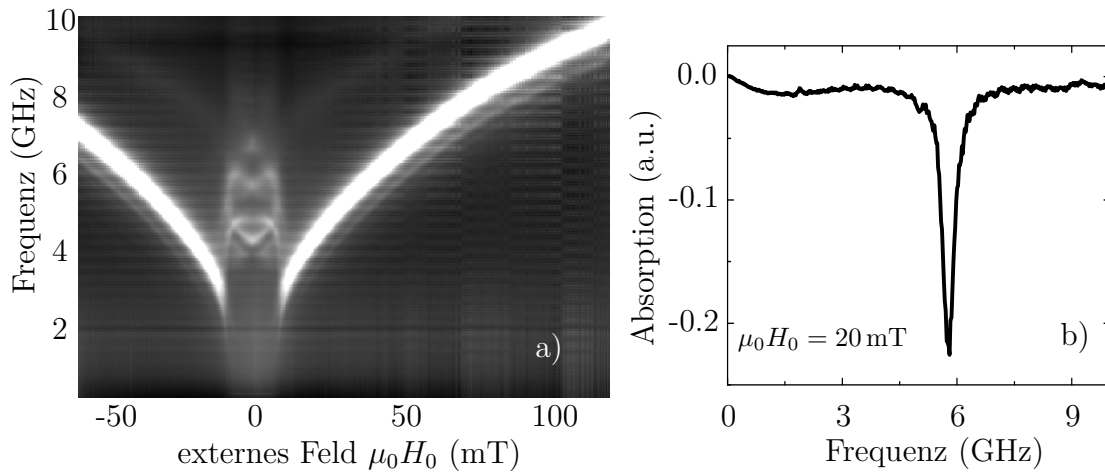


Abbildung 3.4.: Grauskalenkodierte Mikrowellenabsorptionsspektrum (a) mehrerer 50 nm dicker zylindrischer Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von $1.6\,\mu\text{m}$ und $0.8\,\mu\text{m}$ Abstand zwischen den Scheiben: Dieses Spektrum setzt sich aus einzelnen Absorptionsspektren (b), gemessen mit dem VNA-FMR-Aufbau bei verschiedenen externen Feldern, zusammen.

koplanaren Wellenleiters ist es möglich bei deutlich höheren Mikrowellenfeldern zu messen [2, 51]. Alternativ können die strukturierten Proben in einen größeren

Wellenleiter eingepasst und mit dünnen Drähten (Wire-Bonding) kontaktiert werden. Da bei einer VNA-FMR-Messung kein Lock-in-Verstärker verwendet wird, kann man direkt die Absorption der Mikrowellenleistung messen und man erhält eine Lorentzkurve (Abb. 3.4b) proportional zur Mikrowellensuszeptibilität. Durch Kombination der Absorptionskurven für verschiedene externe Felder erhält man die Abhängigkeit der Absorption vom Feld (Abb. 3.4a). Außerdem lässt sich der VNA auch verwenden, um Transmissionstests verschiedener Wellenleiter zu machen. Bei allen Messungen der VNA-FMR (z.B. Abb. 3.4) wird zu Beginn einer jeden Messreihe und auch zwischen den einzelnen Messungen eine solche Transmissionsmessung als Referenz aufgenommen. Durch Subtraktion dieser Referenz von den gemessenen Daten können die Empfindlichkeit des Systems erhöht und auch kleine Signale sichtbar werden.

3.2. Koplanarer Wellenleiter (CPW) zur Erzeugung eines Mikrowellenfeldes an der Probe

Im letzten Abschnitt wurden zwei verschiedene klassische Methoden zur Messung Ferromagnetischer Resonanz vorgestellt. Diese Methoden haben gemeinsam, dass mit einem magnetischen Mikrowellenfeld die Magnetisierung in der Probe zur Präzession angeregt wird. Um dieses Mikrowellenfeld an die Probe anzulegen, gibt es diverse Techniken, die sich aber teilweise im verwendbaren Frequenzbereich und in der Empfindlichkeit unterscheiden. Beispielsweise ist es möglich, mit einem Mikrowellenhohlleiter oder einer Mikrowellenkavität zu arbeiten (vgl. Ref. [30, 39]). Diese sind allerdings durch die jeweiligen Abmessungen auf relativ kleine Frequenzbereiche limitiert. Diese Abmessungen wiederum haben zur Folge, dass sie sehr gut geeignet sind, ausgedehnte Filme mit ultradünnen magnetischen Schichten zu untersuchen, da die zu untersuchende Fläche in der Regel größer sein kann als bei den hier vorgestellten koplanaren Wellenleitern. Weiter ist es möglich, verschiedene Wellenleiter mit unterschiedlichen Geometrien (vgl. Ref. [89]) wie einen koplanaren Wellenleiter zu verwenden, um das magnetische Mikrowellenfeld zu erzeugen. Der Vorteil dieser Wellenleiter ist, dass sie durch ihr Design für einen deutlich größeren Frequenzbereich geeignet sind. Außerdem können sie in der Größe auf sehr kleine Probendimensionen angepasst werden. Dadurch können sie auch deutlich höhere Mikrowellenfelder erzeugen. Da in dieser Arbeit hauptsächlich koplanare Wellenleiter verwendet werden, konzentriert sich die nachfolgende Beschreibung auf diese.

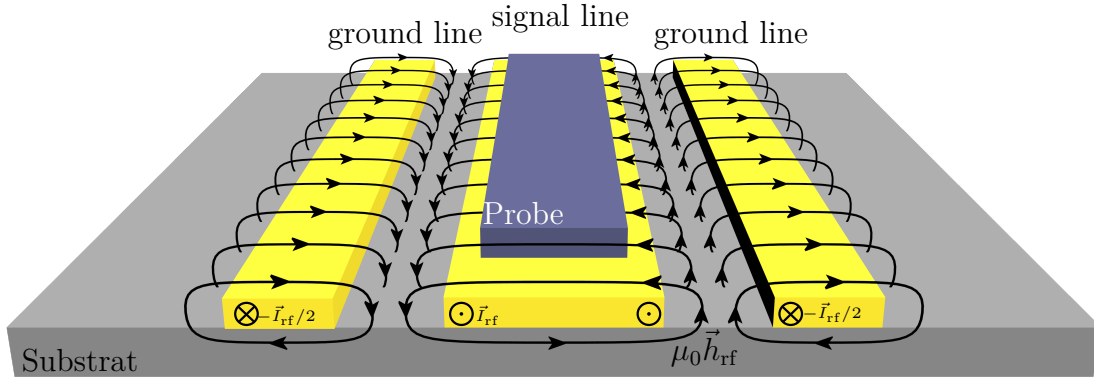


Abbildung 3.5.: Schematische Darstellung eines koplanaren Wellenleiters: Er besteht aus einer Signalleitung („signal line“ (Signalline)) und zwei Masseleitungen („ground lines“ (Groundlines)). Zusätzlich ist auch der Feldverlauf des magnetischen Mikrowellenfeldes $\mu_0 \vec{h}_{rf}$ eingezeichnet. Mittig über der Signalleitung sind die Feldlinien von $\mu_0 \vec{h}_{rf}$ parallel zum Wellenleiter, wohingegen sie in der Mitte zwischen Masse- und Signalleitung senkrecht dazu stehen. Durch Platzieren der zu untersuchenden magnetischen Probe an diesen Positionen können verschiedene Anregungsfelder realisiert werden [2, 18, 30, 64].

3.2.1. Aufbau eines koplanaren Wellenleiters

Für ein Breitband-FMR-Spektrometer, das über einen großen Frequenzbereich von ca. 50 MHz bis 50/100 GHz geeignet ist, kann beispielsweise ein koplanarer Wellenleiter eingesetzt werden. Daneben gibt es auch noch diverse andere planare Wellenleiter (vgl. Ref. [89]). Ein koplanarer Wellenleiter (vgl. Abb. 3.5) besteht aus drei parallelen elektrisch leitenden Bahnen, meist Kupfer oder Gold. Bei den äußeren Bahnen handelt es sich um Masseleitungen („ground lines“ (Groundlines)). Die Leitung dazwischen ist die Signalleitung („signal line“ (Signalline)). Bei der Strukturierung der Wellenleiter auf Leiterplatten (Platinenmaterial) verwendet man meist zusätzlich auf der Unterseite auf der gesamten Breite des Wellenleiters eine weitere Massefläche, die mit Durchkontaktierungen mit den Masseleitungen auf der Oberseite verbunden ist. Die Abmessungen und Abstände von Signalleitung und Masseleitung können mit Hilfe von Simulationen optimiert und auch an verschiedene Substrate angepasst werden, um die optimale Impedanz von 50Ω zu erhalten [4, 18, 30, 90–94].

Die magnetischen Mikrowellenfelder in einem koplanaren Wellenleiter werden durch die dort fließenden Ströme \vec{I}_{rf} bestimmt. In der Summe fließt durch den Zentralleiter der Strom \vec{I}_{rf} und durch die beiden Masseleitungen entsprechend jeweils der Strom $-\vec{I}_{rf}/2$ [2, 18]. Diese Ströme erzeugen direkt über dem Zentralleiter ein annähernd parallel zur Ebene des Wellenleiters verlaufendes Mikrowel-

lenfeld $\mu_0 \vec{h}_{\text{rf}}$ (Abb. 3.5). In der Mitte zwischen Signal- und Masseleitung steht das Mikrowellenfeld senkrecht zur Ebene. Durch Platzierung der magnetischen Schicht in dieser Spalte („Gap“) zwischen Signal- und Masseleitung können auch senkrechte Mikrowellenfelder an die Probe angelegt werden. Bei der Untersuchung ausgedehnter Filme mit einem koplanaren Wellenleiter wird die Probe optimalerweise nur mittig über der Signalleitung platziert und die für FMR sensitive Fläche beschränkt sich fast vollständig auf den Überlap mit der Signalleitung.

3.2.2. Simulation der Felder eines koplanaren Wellenleiters

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der ungefähre Feldverlauf des magnetischen Mikrowellenfeldes eines koplanaren Wellenleiters dargestellt. Um diesen exakt zu bestimmen, ist es notwendig, die rf-Stromverteilung im Wellenleiter zu kennen. Für einen DC-Strom ist diese homogen. Die Homogenität nimmt aber mit zunehmender Frequenz ab und die Ströme fließen für hohe rf-Frequenzen hauptsächlich an der Oberfläche der elektrischen Leiter. Die Ladungsträgerdichte nimmt dabei exponentiell mit der Eindringtiefe δ_s ab [2, 18, 89, 95, 96]:

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}} \quad (3.3)$$

Hierbei ist σ die Leitfähigkeit des Wellenleiters. Für Gold ergibt sich für die Frequenz $\omega = 2\pi \cdot 10 \text{ GHz}$ eine Eindringtiefe von ungefähr $\delta_s \approx 800 \text{ nm}$ ($\sigma_{\text{Au}} = 4.1 \times 10^7 \frac{1}{\Omega \text{ m}}$) [18, 97].

Um die räumliche Stromdichteverteilung $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ und die elektrischen und magnetischen Mikrowellenfelder in einem planaren Wellenleiter zu berechnen, müssen die Maxwellgleichungen gelöst werden [18, 35, 97]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j} \quad (3.5)$$

Hierbei ist ϵ die elektrische Permittivität (dielektrische Leitfähigkeit). Die Berechnung der Stromdichte unter Einbeziehung der Maxwellgleichungen kann durch elektromagnetische Simulationen beispielsweise mit dem Softwarepaket SONNET bestimmt werden.

Eine solche Simulation ist besonders dann interessant, wenn der Wellenleiter eine außergewöhnliche Geometrie besitzt. Für die relativ einfache Geometrie eines CPW mit einer 60 nm breiten „signal line“ und dem Abstand von 30 nm zwischen „signal line“ und „ground lines“ ist die Stromdichteverteilung j_{rf} als Resultat der

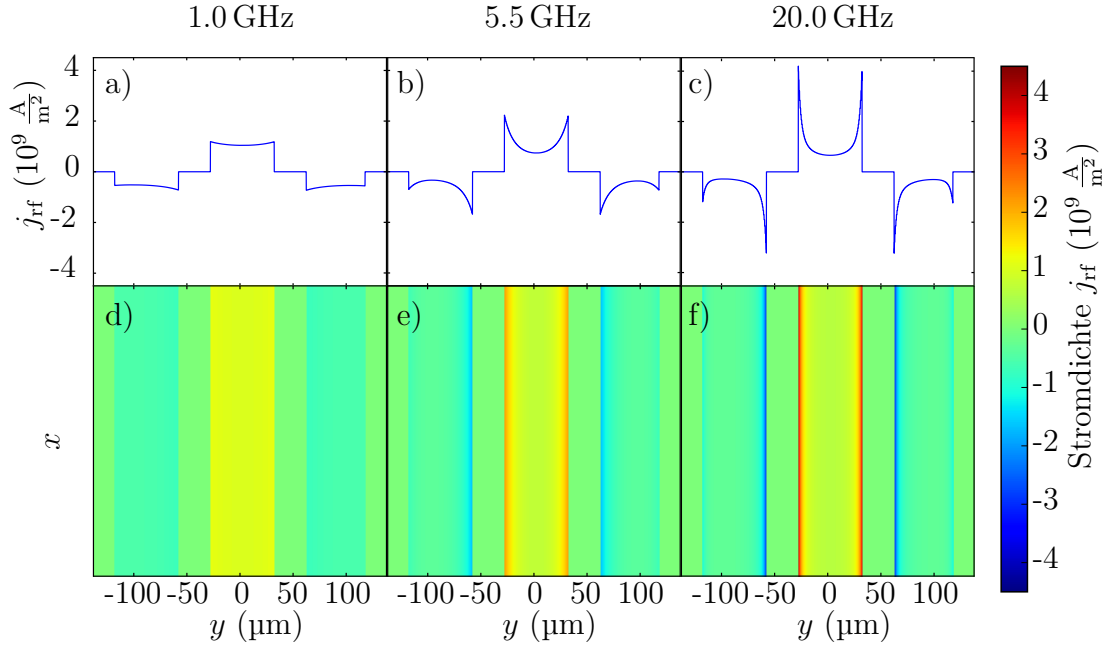


Abbildung 3.6.: Mit dem Softwarepaket SONNET wurden die Stromdichteverteilungen (a), (b), (c) in einem 150 nm dicken koplanaren Wellenleiter auf Si/SiN-Substrat mit 60 μm breiten Leiterbahnen und einem Abstand von 30 μm zwischen Signalleitung und den beiden Masseleitungen für verschiedene Frequenzen simuliert. SONNET nimmt für das Mikrowellensignal 1 V Spannung und eine angelegte Mikrowellenleistung von $P_{\text{eff}} = 10 \text{ mW}$ an. Außerdem wurde eine Zellengröße von 100 nm in y -Richtung angenommen. Zur Veranschaulichung der Stromdichteverteilungen im Wellenleiter sind diese in den Graphen (d), (e), (f) erneut farbkodiert dargestellt.

Simulation in Abb. 3.6 für verschiedene Frequenzen dargestellt. Man erkennt deutlich, dass für niedrige Frequenzen z.B. 1 GHz (Abb. 3.6a,d) die Stromdichte im Wellenleiter annähernd homogen ist. Mit zunehmender Frequenz konzentrieren sich die Ströme an den Kanten des Wellenleiters. Wegen der vergleichsweise geringen Dicke $t_{\text{WL}} = 150 \text{ nm}$ im Vergleich zur Eindringtiefe $\delta_s \gg t_{\text{WL}}$ kann angenommen werden, dass die Stromdichte entlang der Höhe des Wellenleiters homogen ist (vgl. Abb. 3.7a). Um aus den simulierten Stromdichten die magnetischen Mikrowellenfelder zu erhalten, müssen die von den einzelnen Strompfaden erzeugten magnetischen Felder gemäß dem Biot-Savart-Gesetz, das wiederum aus den Maxwell-Gleichungen hergeleitet werden kann, berechnet werden [18, 35]:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{2\pi} \vec{I}(\vec{r}_0) \times \frac{\vec{r} - \vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|^2} \quad (3.6)$$

Dabei ist $\vec{I}(\vec{r}_0)$ der Strom am Ort \vec{r}_0 , der bei \vec{r} das Feld $\vec{B}(\vec{r})$ erzeugt. Durch die Summe über die einzelnen Strompfade erhält man das gesamte magnetische Mikrowellenfeld am Ort \vec{r} (vgl. Abb. 3.7) [18, 35]. Deutlich ist erkennbar, dass in der

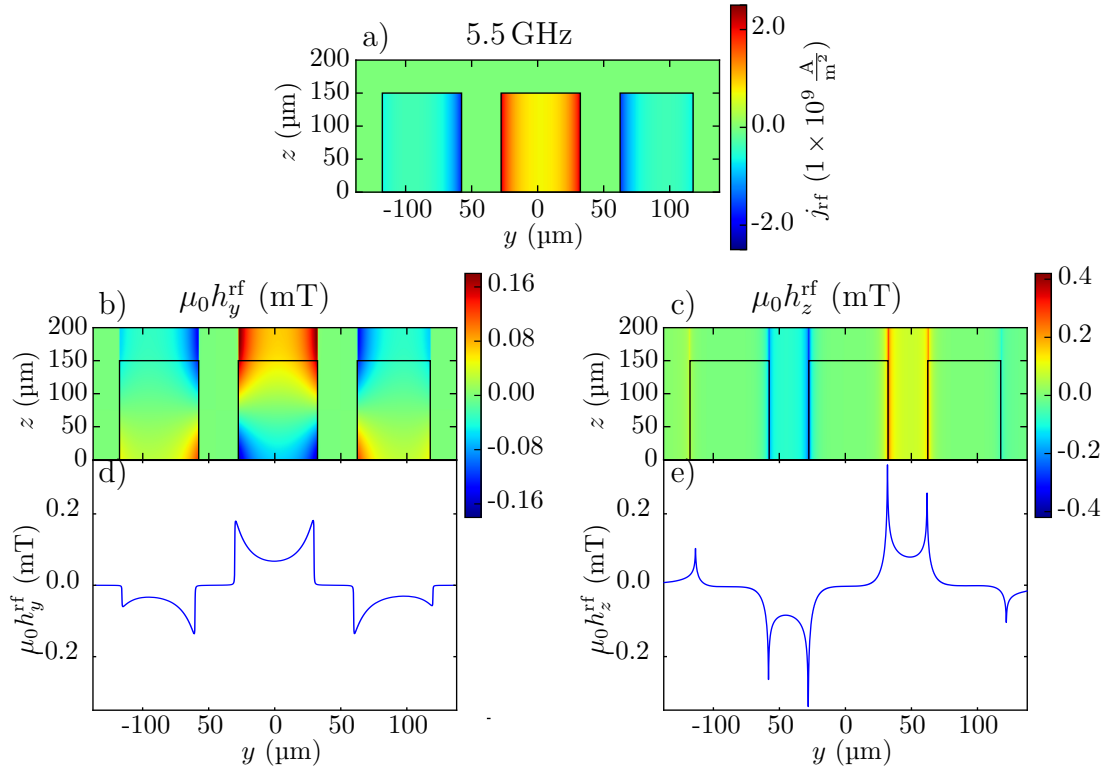


Abbildung 3.7.: Aus der Stromdichteverteilung, dargestellt im Querschnitt (a) durch einen 150 nm hohen koplanaren Wellenleiter mit einer 60 nm breiten Signalleitung für 5.5 GHz, lassen sich die magnetischen Felder in der Probenebene $\parallel y$ (b) und senkrecht (parallel zu z) zur Ebene (c) berechnen. In (d) und (e) sind entsprechend die Felder am Ort der Probe dargestellt.

Mitte des Wellenleiters fast nur ein magnetisches Feld in der Ebene existiert, wohingegen dieses in der Gap zwischen Signal- und Masseleitung verschwindet und nur eine Feldkomponente senkrecht zur Ebene vorhanden ist. Im Allgemeinen werden zwei unterschiedliche Anordnungen bei Messungen mit einem koplanaren Wellenleiter und strukturierten Proben verwendet (vgl. [18] und Abb. 3.8a). Durch Positionieren der Probe direkt über dem Zentralleiter ist es möglich, mit einem anregenden in-plane Feld zu messen, wohingegen bei Positionierung in der Gap (Spalte) zwischen Signal- und Masseleitung das Mikrowellenfeld senkrecht zur Ebene orientiert ist. Die simulierte Frequenzabhängigkeit dieser Felder ist in Abb. 3.8a dargestellt. Bei der Simulation dieser Felder wurde eine Mikrowellenleistung von $P_{\text{eff}} = 10 \text{ mW}$ (10 dBm) verwendet. Aus diesen Werten lassen sich mit folgender Formel die Felder für beliebige Mikrowellenleistungen P berechnen [18]:

$$h_{\text{rf}} = \sqrt{\frac{P}{10 \text{ mW}}} \cdot h_{10 \text{ mW}}^{\text{rf, simuliert}} \quad (3.7)$$

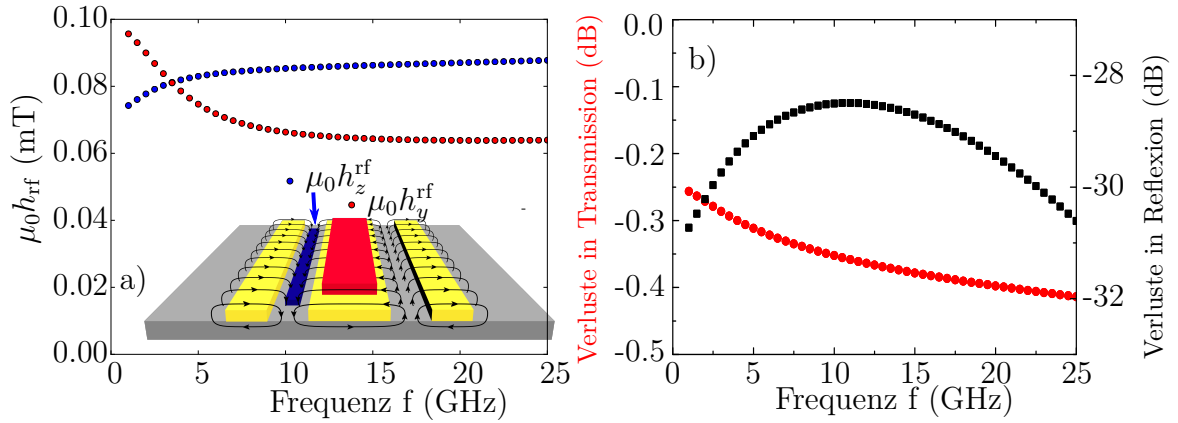


Abbildung 3.8.: Die Frequenzabhängigkeit der Mikrowellenfelder (a) kann in einem koplanaren Wellenleiter für in-plane $\mu_0 h_y^{\text{rf}}$ und out-of-plane Mikrowellenfelder $\mu_0 h_z^{\text{rf}}$ bei einer Mikrowellenleistung $P_{\text{eff}} = 10 \text{ mW}$ jeweils am Ort der Probe (vgl. Inset) simuliert werden. Zusätzlich erhält man aus der SONNET-Simulation die Abschwächung (b) in Transmission und Reflexion, womit die Güte des Wellenleiters bestimmt werden kann.

Zusätzlich zu der Stromdichteverteilung liefert SONNET auch noch die Transmissions- und Reflexionseigenschaften des Wellenleiters (Abb. 3.8b) und somit ein Maß für die Güte des Wellenleiters. Durch Betrachtung dieser Eigenschaften lässt sich der Wellenleiter optimieren und auf geänderte Substrate und Dimensionen anpassen.

3.3. Resonanzmessung mit dem zeitaufgelösten zirkularen magnetischen Röntgendifferenzismus (XMCD-FMR-Aufbau)

Neben den klassischen Methoden zur Messung Ferromagnetischer Resonanz existieren diverse Weiterentwicklungen. Eine Gemeinsamkeit dieser Methoden und Entwicklungen ist, dass in der Regel mit einem magnetischen Mikrowellenfeld die Magnetisierung zur Präzession angeregt und dadurch die Ferromagnetische Resonanz gemessen wird. Eine dieser Messmethoden verwendet den zirkularen magnetischen Röntgendifferenzismus („X-ray magnetic circular dichroism“ (XMCD)), um die resonante Auslenkung der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage zu detektieren. Durch die Verwendung von gepulsten Röntgenstrahlen mit einer bestimmten Energie ist es möglich, die Ferromagnetische Resonanz elementspezifisch und zeit- und phasenaufgelöst zu untersuchen [33, 34, 98–105].

In Abbildung 3.9 ist der nachfolgend verwendete Aufbau zu Messung der Ferromagnetischen Resonanz mit dem zeitaufgelösten zirkularen magnetischen Röntgen-

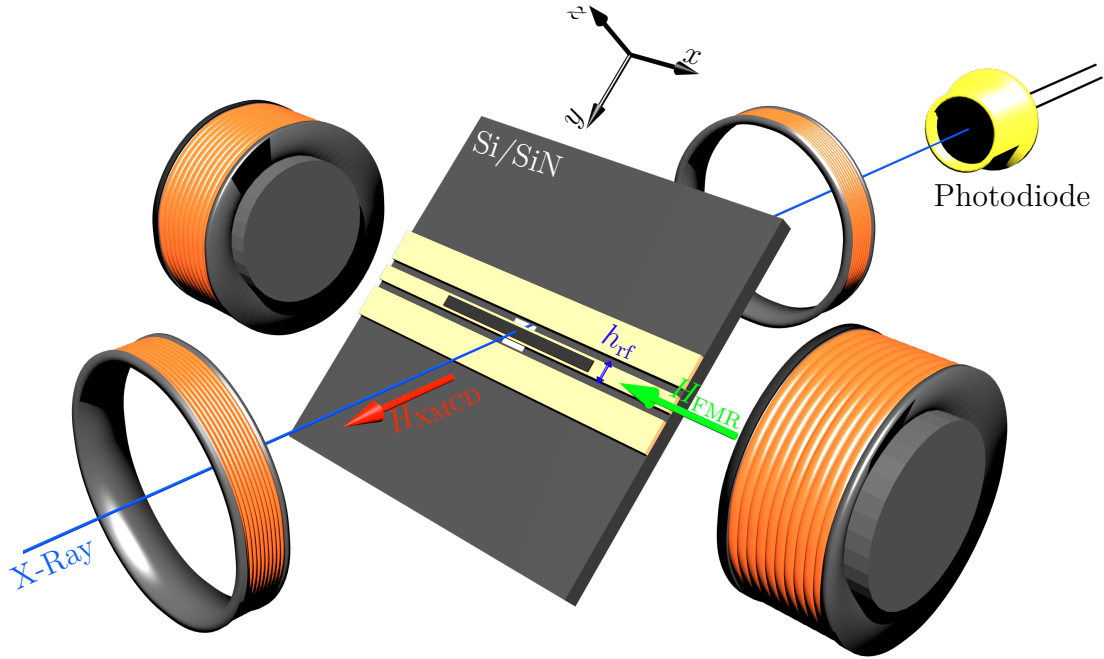


Abbildung 3.9.: Die Skizze zeigt den verwendeten XMCD-FMR-Aufbau am Bessy II mit einer Probe zur Messung des dynamischen Auslenkwinkels. Das untersuchte magnetische Material wird auf einer Si/SiN-Membran mit einem Kupfer-Wellenleiter strukturiert, damit es von den Röntgenstrahlen durchstrahlt werden kann. Das magnetische Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$, erzeugt vom Kupfer-Wellenleiter, befindet sich dabei in der Probenebene. Senkrecht dazu wird das FMR-Feld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ angelegt. Zusätzlich kann in Strahlrichtung ein kleines Feld $\mu_0 H_{\text{XMCD}}$ zur Messung des statischen XMCD genutzt werden.

dichroismus (XMCD-FMR) dargestellt. Um die notwendigen Röntgenstrahlen zu erhalten, werden die Messungen am Elektronenspeicherring Bessy II in Berlin an der Beamline (Strahlrohr) PM3 durchgeführt. Dort stehen Röntgenstrahlen mit einer Photonenenergie zwischen 20 eV-2000 eV zur Verfügung [106, 107]. Wie beim klassischen FMR-Aufbau wird auch bei diesem Aufbau ein koplanarer Kupfer-Wellenleiter¹ zur Erzeugung des magnetischen Mikrowellenfeldes $\mu_0 h_{\text{rf}}$ an der Probe verwendet und es kann ein statisches externes Magnetfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ in der Probenebene senkrecht zu $\mu_0 h_{\text{rf}}$ angelegt werden. Die ferromagnetische Schicht wird für die XMCD-FMR-Messungen zusammen mit einem 150 nm dicken koplanaren Wellenleiter aus Kupfer auf einer kommerziellen Si/SiN-Membran mit einer Membrangröße von ca. $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ strukturiert, um die Probe mit Röntgenstrahlen durchstrahlen zu können.

¹Für XMCD-FMR, wie in Abb. 3.9 dargestellt, wird meist Kupfer für strukturierte Wellenleiter verwendet, da Gold die Röntgenstrahlen zu stark absorbiert und daher keine Messung mit einer Photodiode hinter der Probe möglich ist.

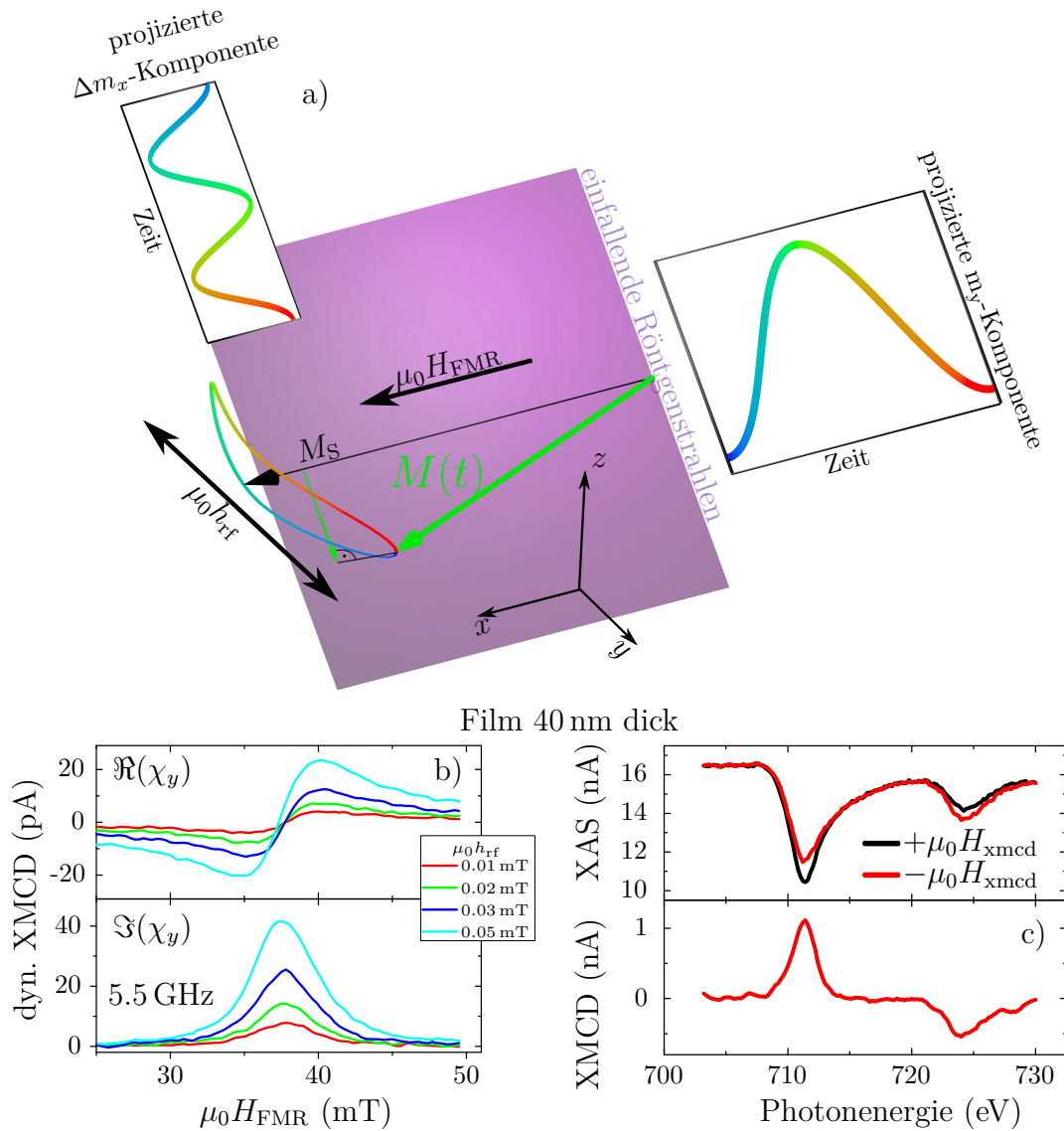


Abbildung 3.10.: Messprinzip der durchgeführten dynamischen XMCD-FMR-Messungen (a): Das gemessene XMCD-Signal entspricht je nach Konfiguration der auf die Strahlrichtung der einfallenden Röntgenstrahlen projizierten m_y -Komponente der Magnetisierung (transversale Komponente) oder auch der reduzierten Magnetisierung Δm_x (longitudinale Komponente). Durch Synchronisation der Mikrowellen mit den Pulsen der einfallenden Röntgenstrahlen ist es möglich, die in-plane m_y -Komponente der Magnetisierung kohärent zu messen und somit den Realteil $\Re(\chi_y)$ und den Imaginärteil $\Im(\chi_y)$ der Suszeptibilität (b) zu unterscheiden [33, 34, 108]. Ohne Synchronisation (inkohärente Messung) der Mikrowellenphase mit den Röntgenpulsen lässt sich die zeitlich gemittelte Verkürzung Δm_x bestimmen. Die Messdaten bei kohärenter XMCD-FMR-Messung für 5.5 GHz für einen 40 nm dicken Py-Film sind in (b) dargestellt. In (c) sind XAS- und XMCD-Messungen der gleichen Probe dokumentiert.

Die Detektion der Resonanz erfolgt bei der XMCD-FMR durch Messung des XMCD. Im Allgemeinen wird beim XMCD der Unterschied der Röntgenabsorptionsspektren („X-ray absorption spectra“ (XAS)) für rechts- und links-zirkular polarisiertes Licht einer in Strahlrichtung magnetisierten Probe gemessen (Abb. 3.10c). Durch die Spin-Bahn-Kopplung wird dabei der Drehimpuls des einfallenden Röntgenphotons sowohl an den Bahndrehimpuls als auch an den Spindrehimpuls des angeregten Elektrons abgegeben und dieses in einen unbesetzten Zustand oberhalb des Fermilevels angehoben. Alternativ zum Wechsel der Polarisation der Röntgenstrahlen kann auch bei fester zirkularer Polarisation die Orientierung des Magnetfeldes umgekehrt werden [33, 35, 101–103]. Zur Messung des statischen XMCD kann im verwendeten XMCD-Aufbau (Abb. 3.9) auch ein Feld $\mu_0 H_{\text{XMCD}} \approx \pm 50 \text{ mT}$ parallel zu den einfallenden Röntgenstrahlen angelegt werden. Wegen der Verkipfung der Probe um ca. $30^\circ - 45^\circ$ zum Strahl ist dieses kleine Feld aber ausreichend, einen ausgedehnten Permalloy-Film fast vollständig in der Probenebene zu magnetisieren. Dabei reduziert sich das gemessene XMCD-Signal durch die Projektion der Magnetisierung auf die Strahlrichtung [33, 98, 101]. Die Detektion der transmittierten Röntgenstrahlen erfolgt mit einer röntgensensitiven Photodiode (Abb. 3.9). Die XAS-Spektren und das XMCD-Spektrum sind in Abbildung 3.10c für einen 40 nm dicken NiFe- (Permalloy-) Film dargestellt. Durch Subtraktion der beiden Absorptionsspektren für positive und negative Felder erhält man das XMCD-Spektrum.

Bei der dynamischen XMCD-FMR wird die Photonenenergie auf das Maximum des zuvor gemessenen XMCD-Spektrums eingestellt (in unserem Fall ca. 710 eV (Fe L_3 -Kante)) und analog zum statischen XMCD die dynamische Magnetisierungskomponente, projiziert auf die Strahlrichtung, abhängig vom extern angelegten statischen Magnetfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ gemessen (Abb. 3.10a). Wegen der hohen Elliptizität und der Verkipfung der Probe im Aufbau Abb. 3.9 entspricht die auf die Strahlrichtung projizierte dynamische Komponente der Magnetisierung hauptsächlich m_y (transversale Komponente der Magnetisierung). Durch Synchronisation der Phase des Mikrowellenfrequenzgenerators mit der ca. 500 MHz Pulsrate der Röntgenpulse des Synchrotrons ist es möglich, kohärent den Realteil $\Re(\chi_y)$ und den Imaginärteil $\Im(\chi_y)$ der Suszeptibilität zu unterscheiden [33, 34, 98, 100]. Das Ergebnis einer solchen kohärenten Messung ist in Abbildung 3.10b für einen 40 nm dicken NiFe- (Permalloy-) Film dargestellt. Dazu wurden die Mikrowellen phasenmoduliert ($\pm 90^\circ$ Phase mit einer Modulationsfrequenz $< 1 \text{ kHz}$) und dann mit der Röntgenphotodiode das dynamische XMCD-Signal mit einem Lock-in-Verstärker gemessen (vgl. Ref. [100, 102]). Wegen der hier verwendeten Röntgenenergie 710 eV wird nur die Präzession der magnetischen Momente der Eisenatome detektiert. Durch Fitten der Kurven mit einem antisymmetrischen und einem symmetrischen Lorentz lassen sich diese Kurven analog zu den klassischen FMR-Messungen auswerten. Außerdem ist es möglich, durch Normierung der Amplitude auf den statischen XMCD den Auslenkwinkel der präzedierenden

Magnetisierung in y -Richtung zu bestimmen.

Neben dieser kohärenten XMCD-FMR-Messmethode ist es auch möglich die zeitlich gemittelte Verkürzung Δm_x der Magnetisierung (longitudinale Komponente) zu bestimmen (Abb. 3.10a). Dazu wird die Probe um 90° in der Ebene rotiert und die Synchronisation der Mikrowellenphase mit den Röntgenpulsen abgeschaltet (inkohärente Messung) (vgl. Ref. [33, 34]). Im Gegensatz zu den kohärenten Messungen können dabei auch deutlich höhere Frequenzen gemessen werden, da hier die Dauer der Röntgenpulse keinen Einfluss besitzt. Da aber nachfolgend keine inkohärenten Messungen durchgeführt werden, werden diese nicht weiter betrachtet.

3.4. Mikromagnetische Simulationen zum Vergleich mit den gemessenen FMR-Daten

Oft ist es sinnvoll und notwendig, die experimentellen Ergebnisse durch Simulationen zu überprüfen. Dies ist besonders notwendig, wenn die Magnetisierung nicht mehr uniform ist und auch nicht mit analytischen Methoden bestimmt werden kann. Um trotzdem die zeitliche Entwicklung eines ferromagnetischen Systems zu bestimmen, wurden diverse Softwarepakete entwickelt, die die Strukturen in kleine Zellen zerlegen. Einige von diesen arbeiten mit einer sogenannten endlichen Elemente-Methode („finite element method“ (FEM)), wie beispielsweise magnum.fe [109], TetraMag [110], FastMag [111], Nmag [112]. Diese sind geometrisch sehr flexibel und die Genauigkeit ist im interessanten Bereich erhöht, da sie mit einem unregelmäßigen Gitter arbeiten können. Wegen dieser Genauigkeit ist diese Methode aber deutlich langsamer als das verwendete MuMax3 [113, 114]. Dieses nutzt wie die Programme OOMMF [115], MicroMagnum oder GpMagnet [116] eine Methode, um die endlichen Änderungen zu diskretisieren („finite difference discretization“ (FD)). Wegen des benutzten regelmäßigen Gitters benötigt dieses deutlich mehr Zellen. Diese Methoden sind aber in Beziehung auf die Geschwindigkeit bei der Berechnung der dipolaren Felder deutlich schneller. Da diese dipolaren Wechselwirkungen die wichtigen Beiträge zur freien Energie mit einer für die Simulation entsprechend langen Reichweite sind, benötigt ihre Simulation die meiste Rechenzeit. Durch eine schnelle Implementierung der Dipolwechselwirkung und die Verwendung der Fast-Fourier-Transformation (FFT) bei der Betrachtung des Dipolfeldes als Wellenentwicklung wird die Laufzeit optimiert. Eine weitere Verbesserung der Rechengeschwindigkeit ergibt sich mit der Parallelisierung bei Verwendung des Grafikkartenprozessors (Cuda-Technologie [117]). Dies führte zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit um bis zu einem Faktor 100 [113]. Leider folgt daraus eine reduzierte einfache Genauigkeit bei der Berechnung auf der Grafikkarte (anstatt doppelte Genauigkeit auf der CPU).

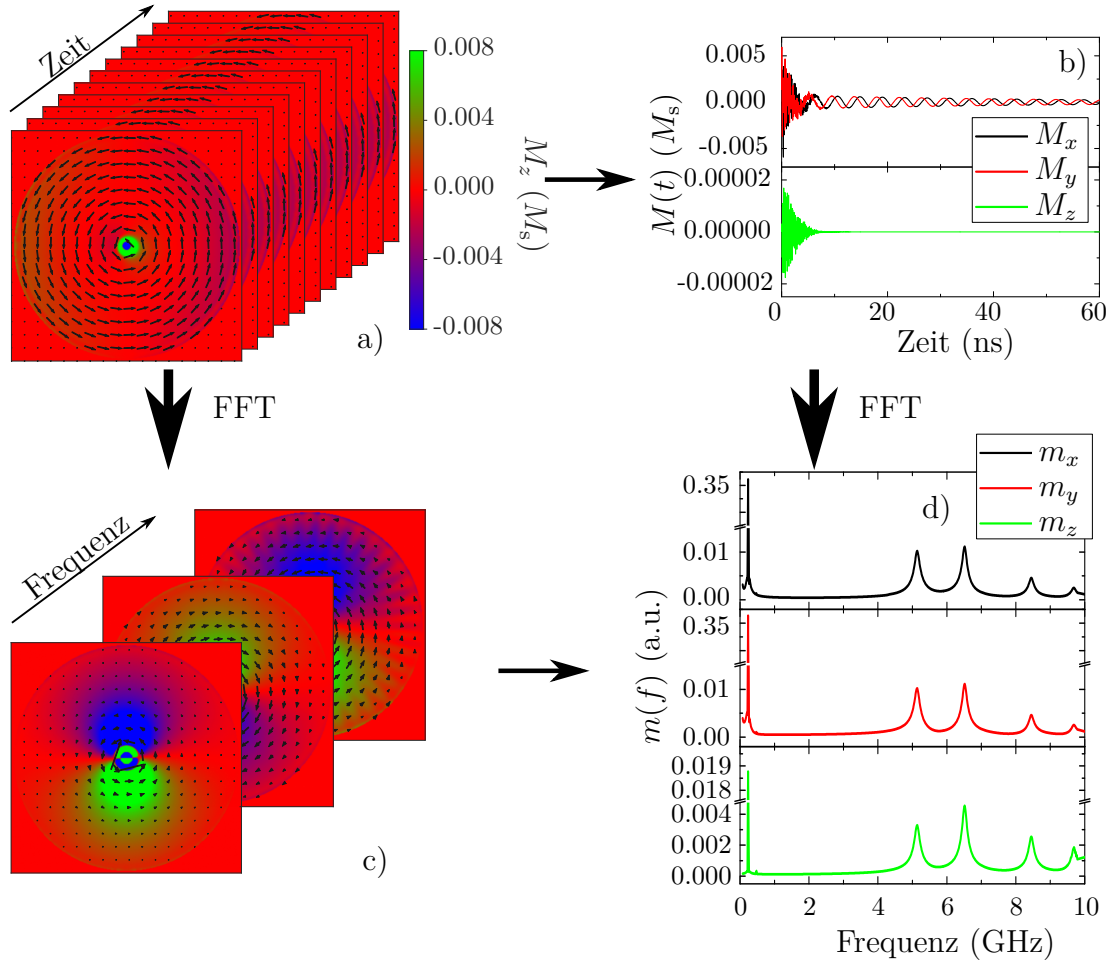


Abbildung 3.11.: Die Zeitabhängigkeit (b) der Magnetisierung $M(t)$ wird nach einer Anregung durch einen näherungsweise deltaförmigen Rechteckfeldpuls mit der Breite 10 ps und einer Höhe von 2 mT simuliert. Dabei werden Zeitschritte von 20 ps und eine Simulationszeit von 120 ns gewählt, wodurch man einen Frequenzbereich bis 25 GHz und eine Auflösung von ca. 8 MHz erhält. Neben der reinen Zeitabhängigkeit der gemittelten Magnetisierung können auch Momentaufnahmen (a) der Ortsabhängigkeit der Magnetisierung gespeichert werden. Durch Fourier-Transformation (FFT) lassen sich diese Zeitabhängigkeiten in den Frequenzraum (c), (d) transformieren.

Intern wird bei MuMax3 die als uniform angenommene Magnetisierung jeder einzelnen Zelle und die effektiven Felder $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$, die auch die externen Felder, die Austauschwechselwirkungen zu den nächsten Nachbarn, lokale Anisotropien und Dipolwechselwirkungen beinhalten, berechnet. Durch Kombination der Maxwell Gleichungen und der LLG können sowohl magnetostatische Felder als auch die Zeitabhängigkeit der Magnetisierung simuliert werden [2, 33].

In Abbildung 3.11 ist eine Simulation an einer $\varnothing 1.6 \mu\text{m}$ zylindrischen Permalloy-

Scheibe dargestellt. Dabei wird die Scheibe mit einem näherungsweise deltaförmigen Rechteckfeldpuls mit 10 ps Breite und 2 mT Höhe angeregt. Als Zeitskala wird bei der Simulation eine Schrittweite von 20 ps und eine Gesamtzeit von 120 ns gewählt. Dies entspricht einem Frequenzbereich bis zu 25 GHz und einer Auflösung von ca. 8 MHz. Neben der über die gesamte Scheibe gemittelten Magnetisierung $M(t)$ (Abb. 3.11b) ist es auch möglich, eine zeitliche Folge von Momentaufnahmen der räumlichen Verteilung der Magnetisierung (Abb. 3.11a) zu speichern. Durch eine schnelle Fourier-Transformation (FFT) der Zeitabhängigkeiten erhält man die Frequenzabhängigkeit der Anregungszustände (Abb. 3.11d). Bei der Transformation der räumlichen Magnetisierungsverteilung wird die FFT für jeden Gitterpunkt durchgeführt (Abb. 3.11c). Durch anschließende Mittelung über die Scheibe erhält man ebenfalls die Anregungsspektren (Abb. 3.11d). Vorteil der Speicherung der Momentaufnahmen und der anschließenden Mittelung ist, dass nicht nur ungerade Anregungszustände, sondern auch gerade erkennbar sind. Allerdings ist diese Methode sehr speicher- und rechenintensiv und konnte daher nicht für alle Simulationen durchgeführt werden. Des Weiteren ist es auch möglich, statische und dynamische Felder bei der Simulation zu berücksichtigen (hier nicht dargestellt).

4. Theorie und Aufbau zur Messung des Spin-Pumpen-Effekts

Nach der allgemeinen Betrachtung der Ferromagnetischen Resonanz an einfachen dünnen Filmen in den vorangegangenen Kapiteln wird nun eine Methode betrachtet, um unter Zuhilfenahme der FMR durch Kombination eines Ferromagneten mit einem Normalmetall einen reinen Spinstrom zu erzeugen. Dafür wurden in den letzten Jahren viele Untersuchungen zum Spin-Transport durch die Grenzfläche zwischen ferromagnetischen Materialien (FM) und Normalmetallen (NM) unternommen [21, 118]. Neben der Erzeugung eines Spinstroms durch einen Ladungsstrom in speziellen Nanoelementen (vgl. Ref. [119–121]) wurde auch der Spinstrom, der von einer präzedierenden Magnetisierung beim Kontakt eines FM mit einem NM erzeugt und in die metallische Schicht emittiert wird, untersucht [21, 22, 56, 122, 123]. Dieser Spin-Transport in die metallische Schicht bei der Ferromagnetischen Resonanz wird als Spin-Pumpen-Effekt bezeichnet. Bei der FMR führt das Spin-Pumpen durch den Spin-Transport zu einer Reduzierung des Drehimpulses der präzedierenden Magnetisierung und damit zu einer messbaren Linienverbreiterung der Resonanzlinie und zu einem zusätzlichen Dämpfungsbeitrag zur Gilbertdämpfung [18, 21, 22, 122–125]. Neben dieser direkten Detektion des Spin-Pumpens lässt sich der Spinstrom ins NM auch indirekt durch den Inversen Spin-Hall-Effekt (ISHE) messen. Dabei wird der gepumpte Spinstrom im NM in einen messbaren transversalen Ladungsstrom umgewandelt [18, 126–129].

In diesem Kapitel wird der theoretische Hintergrund und ebenfalls die Messtechnik zur Untersuchung des Spin-Pumpen-Effekts mit FMR und ISHE betrachtet. Dazu wird erst der zusätzliche Dämpfungsbeitrag durch Spin-Pumpen und der gepumpte Spinstrom hergeleitet. Im zweiten Teil dieses Kapitels wird anschließend die beim ISHE messbare Spannung im NM berechnet und eine mögliche Erweiterung des klassischen FMR-Aufbaus für die ISHE-Messung beschrieben.

4.1. Streutransporttheorie

Die Emission eines Spinstroms durch Spin-Pumpen kann analog zum parametrischen Pumpen von Ladungen in einem nicht-magnetischen System beschrieben werden. Mathematisch lässt sich der Effekt aus der Präzession der Magnetisierung durch eine Streumatrix am Kontakt einer ferromagnetischen Schicht (FM)

zu einem Normalmetall (NM) beschreiben [18, 22, 130, 131]. Dazu wird die Grenzfläche zwischen FM und NM als mesoskopischer Leiter oder auch Streuregion betrachtet, welche zwei Reservoirs (FM, NM) miteinander verbindet [18, 130]. Der elektrische Transport durch einen mesoskopischen Kontakt kann mit dem Landauer-Büttiker Formalismus beschrieben werden [132–135]. Nach diesem Konzept werden die beiden Reservoirs über leitfähige Pfade verbunden. Diese Pfade dürfen nur als ein theoretisches Konstrukt verstanden werden, um über die einzelnen Transportkanäle zu summieren. Die Transporteigenschaften für Elek-

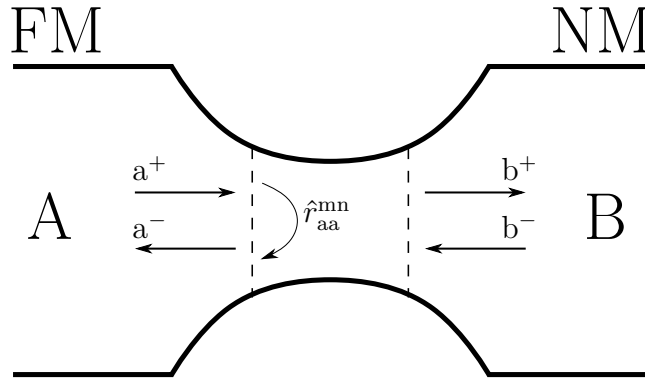


Abbildung 4.1.: Nach dem Landauer-Büttiker Formalismus werden FM und NM als Reservoirs betrachtet, zwischen denen ein elektrischer Transport nur über leitfähige Kanäle stattfinden kann. Dementsprechend sind a^+ , b^- respektive a^- , b^+ die Amplituden der in den Übergangsbereich ein- bzw. auslaufenden Elektronenwellen [18, 131]. Zusätzlich ist noch die Reflexionswahrscheinlichkeit \hat{r}_{aa}^{mn} von dem Kanal a_m in den Kanal a_n dargestellt. Durch Summieren über alle Kanäle erhält man die gesamte Streumatrix Gl. (4.1).

tronen oder allgemeiner Elektronenwellenfunktionen, die nur über diese Kanäle den Übergangsbereich (mesoskopische Region) passieren können, werden durch folgende Streumatrix beschrieben [18, 23, 39, 131, 136]:

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} \hat{r}_{aa} & \hat{t}_{ab} \\ \hat{t}_{ba} & \hat{r}_{bb} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Nimmt man weiter an, dass an den Übergängen in die Streuregion jeweils N Quantentransportkanäle vorhanden sind, dann enthält die Streumatrix $2N \times 2N$ Einträge. Somit sind \hat{r}_{aa} , \hat{t}_{ab} , \hat{t}_{ba} und \hat{r}_{bb} jeweils $N \times N$ Reflexions- und Transmissionsmatrizen (vgl. Abb. 4.1) [18, 131].

Betrachtet man nun die chemischen Potentiale beider Reservoirs, so sind diese im Gleichgewicht identisch $\mu_A = \mu_B$. Wird dieses Gleichgewicht zwischen den Reservoirs durch z.B. eine extern angelegte Spannung δV gestört, verschieben sich die chemischen Potentiale gemäß $e\delta V = \mu_A - \mu_B$ [132]. Dadurch werden

auf beiden Seiten Ladungsträger mit der mesoskopischen Schicht ausgetauscht, bis sich in den Kanälen a und b die sogenannten Quasifermienergien μ_a und μ_b einstellen. Die Differenz zwischen den Potentialen $\delta\mu_{ab} = \mu_a - \mu_b \neq 0$ führt wiederum zu einem Strom [18, 130–132]:

$$\delta I = G\delta V = \frac{2e}{h}\delta\mu_{ab} \sum_{n \in a} \sum_{m \in b} |S_{nm}|^2 = \frac{2e}{h}\delta\mu_{ab} \sum_{n \in a} \sum_{m \in b} |t_{nm}|^2 \quad (4.2)$$

mit der Leitfähigkeit G . Dieser Strom in Abhängigkeit von den Transmissionswahrscheinlichkeiten wird auch oft als Landauer- oder Landauer-Büttiker-Formel bezeichnet [131].

4.2. Theorie des Spin-Pumpens

Über den Transport durch einen FM/NM Übergang gibt die Landauer-Büttiker-Formel Auskunft Gl. (4.2). Dazu werden die Streuzustände der Streumatrix Gl. (4.1) zusätzlich durch die Spinpolarisation σ parametrisiert [18, 131]:

$$I_S = \frac{e}{h}\delta\mu_{s,ab} \sum_{n\sigma} \sum_{m\sigma'} |t_{n\sigma m\sigma'}|^2 \quad (4.3)$$

Dabei ist $t_{n\sigma m\sigma'}$ die Transmissionswahrscheinlichkeit der Streuung vom Kanal m mit dem Spinzustand σ' in den Kanal n mit dem Zustand σ . Dementsprechend fließt nur ein Spinstrom vom FM in das NM, wenn eine elektrostatische Potentialdifferenz $\delta\mu_{s,ab} = \mu_{s,a} - \mu_{s,b} \neq 0$ an der Zwischenschicht vorhanden ist, und ansonsten die internen Potentiale im Gleichgewicht sind [18, 137].

Betrachtet man eine Doppelschicht aus FM und NM ohne extern angelegte Spannung, fließt bei zeitlich konstanter Magnetisierung kein Ladungsstrom durch die Probe [21, 37]. Beginnt die Magnetisierung z.B. durch FMR uniform zu präzedieren, lässt sich analog zum parametrischen Ladungspumpen für eine präzedierende Magnetisierung ein reiner Spinstrom bestimmen. Dabei werden zwei sich periodisch mit der selben Frequenz, aber einer unterschiedlichen Phase ändernde chemische Potentiale betrachtet und die Streumatrix wird in Komponenten der Magnetisierung parametrisiert. Für eine präzedierende Magnetisierung $\vec{M}(t)$ im FM erhält man damit nach der Theorie von Y. Tserkovnyak et al. [21–23] folgende Formel für den gepumpten Spinstrom [18, 21–23, 37, 39, 131, 138, 139]:

$$I_S^{\text{pump}} \hat{\vec{\sigma}} = \frac{\hbar}{4\pi} \left(A_r \hat{\vec{m}} \times \frac{d\hat{\vec{m}}}{dt} - A_i \frac{d\hat{\vec{m}}}{dt} \right) \quad (4.4)$$

Hierbei ist $\hat{\vec{m}} = \frac{\vec{M}}{M_s}$ der Einheitsvektor in Magnetisierungsrichtung und $\hat{\vec{\sigma}}$ die Polarisation des gepumpten Spinstroms, wobei $\hat{\vec{\sigma}}$ umgekehrt zum Spindrehimpuls $\hat{\vec{s}}$

orientiert ist. Bei der Herleitung dieser Formel wird angenommen, dass der gesamte gepumpte Spinstrom im NM absorbiert wird. Außerdem ist der Fluss der gepumpten Spins immer senkrecht zur Grenzfläche [22]. Der Zusammenhang zur LLG (2.30) ist dabei folgendermaßen [21]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_S} \cdot \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{\gamma}{V_{\text{FM}}} I_S^{\text{pump}} \hat{\sigma} \quad (4.5)$$

Betrachtet man obige Gl. (4.4) und die erweiterte LLG (4.5), erkennt man, dass der erste Term, proportional zu A_r , die selbe Abhängigkeit von der Magnetisierung besitzt wie der Dämpfungsterm der LLG und somit die gemessene Gilbertdämpfung verändert. Im Gegensatz dazu ist der zweite Term um A_i parallel zum Präzessionsterm und hat Einfluss auf das gemessene gyromagnetische Verhältnis γ . Experimentell lässt sich A_r durch die Änderung der Linienbreite (Dämpfung) beim Vergleich von Messungen mit und ohne normalmetallische Schicht bestimmen. Im Vergleich dazu führt A_i lediglich zu einer minimalen Verschiebung des Resonanzfeldes und ist nur sehr schwer erkennbar [18, 22, 37].

Diese beiden Parameter ergeben zusammen den Spin-Pumpen-Leitwert $A \equiv A_r + iA_i$, der sich aus den spinabhängigen Transmissions- und Reflexionswahrscheinlichkeiten berechnen lässt und der wie folgt durch die dimensionslose Spin-Mixing-Conductance $g^{\uparrow\downarrow}$ („Spin-Mixing-Leitwert“) definiert ist [18, 21, 22]:

$$A \equiv A_r + iA_i = g^{\uparrow\downarrow} = \Re(g^{\uparrow\downarrow}) + i\Im(g^{\uparrow\downarrow}) \quad (4.6)$$

Mit der spinabhängigen Transport-Theorie lässt sich der Spin-Leitwert analog zum elektrischen Leitwert in Gl. (4.2) abhängig von den Spineigenzuständen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ betrachten [18, 131, 136]:

$$G^\uparrow = \frac{e^2}{h} \left[M - \sum_{\text{nm}} |r_{\text{nm}}^\uparrow|^2 \right] = \frac{e^2}{h} \sum_{\text{nm}} |t_{\text{nm}}^\uparrow|^2 \quad (4.7)$$

$$G^\downarrow = \frac{e^2}{h} \left[M - \sum_{\text{nm}} |r_{\text{nm}}^\downarrow|^2 \right] = \frac{e^2}{h} \sum_{\text{nm}} |t_{\text{nm}}^\downarrow|^2 \quad (4.8)$$

$$G^{\uparrow\downarrow} = \frac{e^2}{h} \left[M - \sum_{\text{nm}} (r_{\text{nm}}^\uparrow) (r_{\text{nm}}^\downarrow)^* \right] \quad (4.9)$$

Dabei beschreiben G^\uparrow und G^\downarrow den spinerhaltenden Transport durch die Grenzfläche für eine Spinorientierung. Im Gegensatz dazu gibt $G^{\uparrow\downarrow} = \Re(G^{\uparrow\downarrow}) + i\Im(G^{\uparrow\downarrow})$ Auskunft über den gesamten Transfer des Spindrehimpulses zwischen FM und NM. Aus der Definition ergibt sich [18, 131, 136]:

$$2\Re(G^{\uparrow\downarrow}) = G^\uparrow + G^\downarrow + \frac{e^2}{h} \sum_{\text{nm}} |r_{\text{nm}}^\uparrow - r_{\text{nm}}^\downarrow|^2 \quad (4.10)$$

$$2\Im(G^{\uparrow\downarrow}) \geq G^\uparrow + G^\downarrow \quad (4.11)$$

Da der Spinstrom nur ein Transport des Spindrehimpulses ist, lässt sich aus $G^{\uparrow\downarrow}$ die Spin-Mixing-Conductance $g^{\uparrow\downarrow}$ bestimmen [18]:

$$g^{\uparrow\downarrow} = \frac{h}{e^2} G^{\uparrow\downarrow} \quad (4.12)$$

Bei der bisherigen Betrachtung von FM/NM-Schichten wurde immer die Annahme getroffen, dass das NM eine ideale Spinsenke ist und alle Spins im NM absorbiert werden. Im Allgemeinen ist dies nicht der Fall, da sich in einer normalmetallischen Schicht ein endlicher Spindrehimpuls ausbildet, der auf Grund der Energieerhaltung wieder zurück in den FM fließen würde. Damit würde sich ein Gleichgewicht für den zurückfließenden Spinstrom I_S^{back} einstellen [21, 128, 138]:

$$I_S^{\text{back}} = I_S^{\text{pump}} \quad (4.13)$$

Da der Spin-Flip-Prozess ein sehr wichtiger Relaxierungsprozess ist, muss dieser natürlich auch berücksichtigt werden. Durch die mit dem Spin-Flip verbundene Abnahme der Spin-Akkumulation kommt es zu einer Verschiebung des obigen Gleichgewichts und zu einem Spinstrom I_S^{tot} vom FM in das NM [18, 21]:

$$I_S^{\text{tot}} = I_S^{\text{pump}} - I_S^{\text{back}} \quad (4.14)$$

Die Stärke dieser Rückstreuung wird vom Verhältnis $\varepsilon = \tau_{\text{el}}/\tau_{\text{sf}}$ zwischen der Rate der elastischen Spinstreuung τ_{el} und der Spin-Flip-Streuung τ_{sf} bestimmt. Im Allgemeinen gilt, dass mit zunehmendem ε der Spinstrom im NM effizienter relaxiert und der Rückfluss in den FM geringer ist. Dementsprechend wird die Abnahme der Spin-Akkumulation durch die Spin-Diffusionslänge λ_{sd} beschrieben [18, 21, 23, 37]:

$$\lambda_{\text{sd}} = v_F \sqrt{\frac{\tau_{\text{el}}}{3} \cdot \tau_{\text{sf}}} \quad (4.15)$$

mit der Geschwindigkeit v_F an der Fermikante.

Um den Rückfluss und die Spin-Diffusionslänge auch in der Spin-Mixing-Conductance zu berücksichtigen, wird diese durch die effektive Spin-Mixing-Conductance $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ ersetzt [21, 23, 37]:

$$g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \approx g^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{1 + \frac{1}{4\sqrt{\frac{\varepsilon}{3}} \tanh\left(\frac{\ell_{\text{NM}}}{\lambda_{\text{sd}}}\right)}} \quad (4.16)$$

Dies lässt sich auch analog zu Gl. (4.6) in den Spinstrom \vec{I}_S^{pump} (4.4) einfügen. Es ist aus theoretischen Berechnungen [125] für FM/NM-Doppelschichten bekannt,

dass $\Re(g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}) \gg \Im(g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow})$. Damit reduziert sich der Spinstrom (Gl. (4.4)) auf die erste Komponente [18, 125, 138, 140]:

$$I_S^{\text{pump}} \hat{\sigma} = \frac{\hbar}{4\pi} \Re(g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}) \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \quad (4.17)$$

Wie bereits erwähnt, führt der Spin-Pumpen-Effekt zu einer messbaren Verbreiterung der Linienbreite ΔH und lässt sich als zusätzlicher Beitrag zur Gilbertdämpfung α_0 detektieren. Der erhöhte Dämpfungsparameter α mit dem Spin-Pumpen-Beitrag α_{sp} lautet somit [21, 37, 39, 141]:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_{\text{sp}} = \alpha_0 + \frac{g\mu_B}{4\pi M_S} \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}} \frac{1}{t_{\text{FM}}} \quad (4.18)$$

mit der Dicke t_{FM} des ferromagnetischen Materials und der Übergangsfläche $S_{\text{FM/NM}}$ zwischen FM und NM. Da bei den meisten Messungen in dieser Arbeit diese Fläche gleich der Fläche des FM ist, gilt für des Volumen V_{FM} des FM in der Regel: $V_{\text{FM}} = S_{\text{FM/NM}} \times t_{\text{FM}}$

4.3. Quantitative Betrachtung des gepumpten DC-Spinstroms in Ferromagnetischer Resonanz

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das Spin-Pumpen an einem FM/NM-Übergang und die mit diesem Spinstrom (Gl. (4.17)) verbundene messbare Erhöhung der Gilbertdämpfung (Gl. (4.18)) besprochen. Neben diesem Effekt auf die Dämpfung lässt sich aber der Spinstrom auch direkt detektieren. Dazu wird nun der Spinstrom näher betrachtet.

Weiterhin wird die Näherung $\Re(g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}) + \Im(g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}) \approx \Re(g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}) \approx g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ verwendet [18, 125]. Durch Einsetzen des bereits verwendeten Ansatzes für die Magnetisierung Gl. (2.42) in Gl. (4.17) erhält man den Spinstrom [18, 37]:

$$I_S^{\text{pump}} \hat{\sigma} = \frac{\hbar}{4\pi} \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \omega}{M_S^2} \begin{pmatrix} \Im(m_y m_z^*) \\ M_S \Im(m_z e^{i\omega t}) \\ -M_S \Im(m_y e^{i\omega t}) \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Bei dieser Berechnung wird nur der Realteil der Magnetisierung (2.42) verwendet, da nur eine reale Präzession einen Strom erzeugen kann [18]. Bei diesem Spinstrom erkennt man, dass die 1. Komponente zeitunabhängig ist, wohingegen die y - und z -Komponente im zeitlichen Mittel verschwinden. Damit erhält man einen statischen DC-Spinstrom mit einer Polarisation parallel zur Gleichgewichtslage der Magnetisierung. Zusätzlich ergibt sich aus den beiden letzten Komponenten

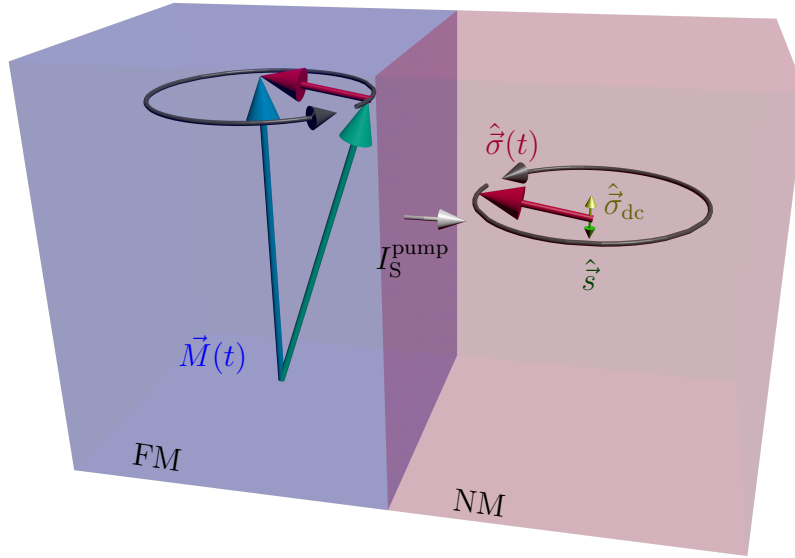


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des in Gl. (4.17) und Gl. (4.19) betrachteten Spinstroms vom FM in das NM: Die präzedierende Magnetisierung $\vec{M}(t)$ im FM erzeugt einen Spinstrom I_S^{pump} senkrecht zur Grenzfläche in das NM mit Polarisation $\hat{\sigma}$. Die Polarisation $\hat{\sigma}(t)$ ist dabei parallel zur rückstellenden Kraft $\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt}$ der präzedierenden Magnetisierung [18, 124, 138].

ein AC-Spinstrom mit der gleichen Frequenz wie die präzedierende Magnetisierung [18, 142]. Da aber in dieser Arbeit keine Messungen zum AC-ISHE gemacht werden, wird darauf nicht weiter eingegangen. Der AC-ISHE wird in Ref. [18, 142] behandelt und kann dort nachgelesen werden.

Zur Betrachtung der Amplitude des gepumpten Spinstroms lässt sich der DC-Spinstrom unter Verwendung der Suszeptibilitäten (2.44), (2.45) berechnen [18]:

$$\begin{aligned} \Im(m_y m_z^*) &= [\Re(\chi_{yy}) \Im(\chi_{yz}) - \Im(\chi_{yy}) \Re(\chi_{yz})] h_y^2 \\ &+ [-\Re(\chi_{yz}) \Im(\chi_{zz}) + \Im(\chi_{yz}) \Re(\chi_{zz})] h_z^2 \\ &+ [-\Re(\chi_{yy}) \Im(\chi_{zz}) + \Im(\chi_{yy}) \Re(\chi_{zz})] h_y h_z \end{aligned} \quad (4.20)$$

Nach dem Einsetzen der Amplituden der Suszeptibilitäten (2.64), (2.65), (2.67) in

Resonanz erhält man den DC-Spinstrom [18, 37, 143]:

$$\begin{aligned}
 I_{S,dc}^{\text{pump}} \approx & \frac{\hbar}{4\pi} \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow} \omega}{M_S^2} \times \\
 & \times \left[-\Im(\chi_{yy}^{\text{res}}) \chi_{yz}^{\text{res}} h_y^2 \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \left(1 + \frac{\mu_0 (H_0 - H_{\text{FMR}})}{\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}} \right) \right. \\
 & - \Im(\chi_{zz}^{\text{res}}) \chi_{yz}^{\text{res}} h_z^2 \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \left(1 + \frac{(H_0 - H_{\text{FMR}})}{\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}} \right) \\
 & \left. + \Im(\chi_{yy}^{\text{res}}) \Im(\chi_{zz}^{\text{res}}) h_y h_z \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \left(\frac{\mu_0 \Delta H}{\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}} - \frac{\Delta H}{\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}} \right) \right]
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

Dieser Spinstrom ist grundsätzlich gültig für einen dünnen Film ohne zusätzliche Anisotropien, wie beispielsweise die in dieser Arbeit verwendeten Py- oder YIG-Schichten. Außerdem wurde ein beliebiges dreidimensionales magnetisches Mikrowellenfeld betrachtet. Im Allgemeinen ist $(H_0 - H_{\text{FMR}}) \ll \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}$ sowie $\mu_0(H_0 - H_{\text{FMR}}) \ll \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}$ und $\Delta H \ll \mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{res}}$ sowie $\mu_0 \Delta H \ll \mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}$ und die entsprechenden Brüche in den Klammern können vernachlässigt werden. Für sehr niedrige Felder ist diese Verallgemeinerung allerdings nicht mehr gültig. Außerdem erkennt man, dass der gepumpte Spinstrom, wenn die besagten Terme vernachlässigt werden können, eine ähnliche Abhängigkeit vom externen statischen Magnetfeld besitzt wie die Absorption bei FMR und daher die Linienform eines symmetrischen Lorentz.

4.4. Umwandlung des Spinstroms in einen Ladungsstrom und Inverser Spin-Hall-Effekt (ISHE)

Der im vorangegangenen Abschnitt betrachtete DC-Spinstrom kann auf Grund des Inversen Spin-Hall-Effekts (ISHE) experimentell als Ladungsstrom im Normalmetall gemessen werden, da beim ISHE ein Spinstrom in einen Ladungsstrom transformiert wird. Diese Umwandlung des Spinladungsstrom j_S^1 in einen elektrischen Ladungsstrom [137, 144] und umgekehrt die Umwandlung eines Ladungsstroms in einen Spinstrom (Spin-Hall-Effekt (SHE)) [145, 146] können aus der Random-Walk-Theorie hergeleitet werden (vgl. Ref. [137]). Unter Einbeziehung der Spin-Flip-Prozesse und der Spin-Bahn-Kopplung erhält man für ein reales dreidimensionales ausgedehntes System zwei gekoppelte Drift-Diffusions-Gleichungen für die Spinladungsstromdichte $j_{S,ij}$ und die Ladungsstromdichte $j_{C,i}$

¹Für einen Spinteilchenstrom J_S gilt analog zum elektrischen Strom [137]: $j_S = -eJ_S$

(vgl. Ref. [18, 137, 145, 146]):

$$j_{C,i} = \sigma E_i + eD \frac{\partial n}{\partial x_i} + \frac{2e}{\hbar} \alpha_{\text{SH}} \epsilon_{ijk} \left(\frac{\hbar}{2} \mu E_j s_k + \frac{\hbar}{2} D \frac{\partial s_k}{\partial x_j} \right) \quad (4.22)$$

$$j_{S,ij} = \frac{\hbar}{2} \mu E_i s_j + \frac{\hbar}{2} D \frac{\partial s_j}{\partial x_i} - \frac{\hbar}{2e} \alpha_{\text{SH}} \epsilon_{ijk} \left(\sigma E_k + eD \frac{\partial n}{\partial x_k} \right) \quad (4.23)$$

Hierbei ist $i \in \{x, y, z\}$ die ausgewählte Transportrichtung und $j \in \{x, y, z\}$ die entsprechende Komponente der Spinpolarisationsrichtung. \vec{E} ist ein möglicherweise vorhandenes elektrisches Feld, σ die elektrische Leitfähigkeit und μ die Beweglichkeit der Teilchen. Durch diese Terme, abhängig vom elektrischen Feld, werden die Teilchen durch das Medium getrieben („drift“). Die Terme, abhängig vom Diffusionsparameter D , bestimmen die diffuse Streuung der Teilchen. $n = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ bzw. $s = n_{\uparrow} - n_{\downarrow}$ beschreiben die gesamte Teilchendichte bzw. die Spindichte für das betrachtete System mit n_{\uparrow} und n_{\downarrow} spinpolarisierten Elektronen. (Die Polarisationsrichtung wird dazu ins Koordinatensystem (x, y, z) transformiert.) Außerdem wird der dimensionslose Kopplungsparameter α_{SH} (Spin-Hall-Winkel) eingeführt, der das Verhältnis zwischen erzeugtem Ladungsstrom und injizierten Spinstrom beschreibt und somit ein Maß für die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung ist.

In einem System mit einer räumlich inhomogenen Spindichteverteilung (Einheitsvektor der Spinorientierung \hat{s}) beschreibt der letzte Teil in Gl. (4.22) die Erzeugung eines Ladungsstroms durch z.B. einen reinen Spinladungsstrom durch den Leiter [18, 37, 126, 138, 140, 147]:

$$\vec{j}_C = -\frac{2e}{\hbar} \alpha_{\text{SH}} \vec{j}_S \times \hat{s} \quad (4.24)$$

Analog dazu gibt der letzte Teil in Gl. (4.23) die Erzeugung eines Spinstroms durch einen spinpolarisierten Ladungsstrom an [18, 147]

$$\vec{j}_S = -\frac{\hbar}{2e} \alpha_{\text{SH}} \hat{s} \times \vec{j}_C \quad (4.25)$$

Aus den beiden letzten Gleichungen lassen sich die Effekte des Inversen Spin-Hall-Effekts (ISHE) und des Spin-Hall-Effekts (SHE) verstehen und die experimentellen Ergebnisse interpretieren².

²Mit Gl. (4.24) erkennt man, dass bei statischen Feldern senkrecht zur Grenzfläche trotz Spinstrom kein Ladungsstrom vorhanden ist.

4.5. Messung einer ISHE-Spannung V_{ISHE}

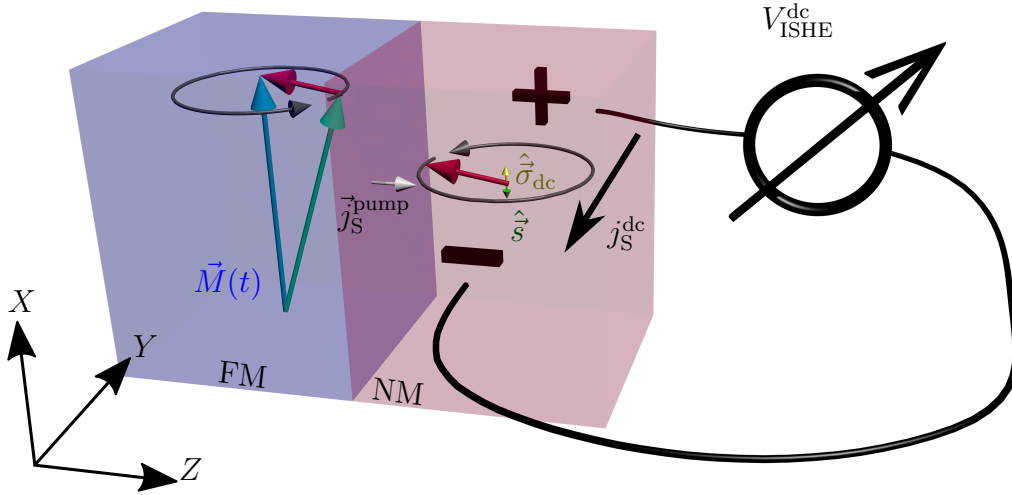


Abbildung 4.3.: Skizze zur Messung der ISHE-Spannung: Aus dem in Abb. 4.2 dargestellten Spinstrom erhält man wegen der Spin-Bahn-Kopplung einen DC-Ladungsstrom (vgl. Gl. 4.24), der als Folge der Potentialdifferenz an den Enden des NM gemessen werden kann. Eine entsprechende AC-ISHE-Spannung kann parallel zu X abgegriffen werden [18].

Nachfolgend wird ein FM/NM-System betrachtet, bei dem das externe magnetische Feld und damit die Magnetisierung parallel zu den Schichten beispielsweise entlang der X -Achse des Laborkoordinatensystems (vgl. 2.3) liegen. In diesem System kommt es bei Anwesenheit eines entsprechenden magnetischen Mikrowellenfeldes zu Präzession mit den dynamischen Magnetisierungskomponenten in der Y - Z -Ebene ($\equiv y$ - z -Ebene). Diese Präzession führt, wie bei dem in den Abschnitten 4.2, 4.3 beschriebenen Spin-Pumpen, zu einem Spinstrom senkrecht zur Grenzfläche mit einer gemittelten Spinorientierung $\hat{s} \parallel Y \parallel y$ (vgl. Gl. (4.19)). Gemäß Gleichung (4.24) erhält man einen DC-Ladungsstrom in der normalmetallischen Schicht senkrecht zur Polarisation des Spinstroms. Zusätzlich dazu existiert auch ein AC-Ladungsstrom senkrecht zum DC-Ladungsstrom (vgl. Ref. [18, 142]).

Da der gepumpte Spinstrom immer senkrecht zur Oberfläche in Z -Richtung fließt, baut sich durch den Inversen Spin-Hall-Effekt für eine Spinpolarisation parallel zu Y ein elektrisches DC-Feld \vec{E} parallel zur X -Achse auf. Ausgehend von Gl. (4.19) erhält man die Spinstromdichte durch Normieren auf die Grenzflächen-

größe $S_{\text{FM/NM}}$ (Interfacefläche) zwischen NM und FM [18]:

$$j_{\text{S}}^{\text{pump}} \hat{\sigma} = \frac{\hbar}{4\pi} \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}} \frac{\omega}{M_{\text{S}}^2} \begin{pmatrix} \Im(m_y m_z^*) \\ M_{\text{S}} \Im(m_z e^{i\omega t}) \\ -M_{\text{S}} \Im(m_y e^{i\omega t}) \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

Dabei wird die Spin-Mixing-Leitfähigkeit (Spin-Mixing-Conductivity) $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}}$ als Materialparameter zur Quantifizierung des durch den Übergang transmittierten Spinstroms verwendet. Um eine statische ISHE-Spannung V_{ISHE} zu erhalten, muss man den statischen DC-Spinstrom betrachten, den man durch Integration über eine Zeitperiode $T = \frac{2\pi}{\omega}$ erhält [18, 37]:

$$j_{\text{S,dc}}^{\text{pump}} \hat{\sigma} = \frac{1}{T} \int_0^T j_{\text{S}}^{\text{pump}} \hat{\sigma} dt = \frac{\hbar}{4\pi} \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}} \frac{\omega}{M_{\text{S}}^2} \begin{pmatrix} \Im(m_y m_z^*) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

Auf Grund der diffusen und relaxierenden Prozesse im NM kommt es zu einer mit dem Abstand zur Grenzfläche abnehmenden Spin-Verteilungsdichte. Diese lässt sich durch Verwendung entsprechender Randbedingungen an der Grenzfläche $Z = 0$ und an der Oberfläche $Z = t_{\text{NM}}$ des NM (vgl. Ref. [21, 23, 138]) aus der Diffusion der Spins in das NM herleiten [18, 21, 23, 37, 138, 148, 149]:

$$j_{\text{S}}(Z) = j_{\text{S}}(0) \frac{\sinh\left(\frac{t_{\text{NM}} - Z}{\lambda_{\text{sd}}}\right)}{\sinh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{\lambda_{\text{sd}}}\right)} \quad (4.28)$$

mit der Spinstromdichte $j_{\text{S}}(0) = j_{\text{S}}(Z=0) = j_{\text{S,dc}}^{\text{pump}}$ an der Grenzfläche und der Spin-Diffusionslänge $\lambda_{\text{sd}} = \sqrt{D\tau_{\text{sf}}}$ (4.15). Unter Anwendung von Gl. (4.24) ergibt sich daraus eine mit der gleichen Abklinglänge abnehmende Ladungsstromdichteverteilung $j_{\text{C}}(Z)$. Dabei muss beachtet werden, dass die Polarisation $\hat{\sigma}$ dem Spindrehimpuls \hat{s} entgegengerichtet ist. Wegen dieser Ortsabhängigkeit und der Tatsache, dass man experimentell nur einen Mittelwert über den gesamten FM/NM-Stapel messen kann, muss man den Mittelwert bilden [18]:

$$\begin{aligned} j_{\text{C}} = \langle j_{\text{C}}(Z) \rangle &= \frac{2e}{\hbar} \alpha_{\text{SH}} \frac{1}{t_{\text{NM}} + t_{\text{FM}}} \int_0^{t_{\text{NM}}} dZ j_{\text{S}}(Z) \\ &= \frac{2e}{\hbar} j_{\text{S,dc}}^{\text{pump}} \alpha_{\text{SH}} \frac{\lambda_{\text{sd}}}{t_{\text{NM}} + t_{\text{FM}}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{\text{sd}}}\right) \end{aligned} \quad (4.29)$$

Dabei wird nur über die Dicke des NM integriert, da es im FM zu keiner Ladungsträgerstromdichteverteilung kommt. Allerdings muss abhängig davon, ob es sich um einen leitfähigen FM (z.B. Py) oder einen Isolator (z.B. YIG) handelt, das Integral auf die gesamte Dicke $t_{\text{NM}} + t_{\text{FM}}$ oder nur auf die Dicke des NM t_{NM} normiert werden.

Durch diesen Ladungsstrom in y Richtung bildet sich in der gleichen Richtung ein elektrisches Feld \vec{E} , das sich mit dem Ohmschen Gesetz $j_C = \sigma E$ berechnen lässt (σ ist die entsprechende elektrische Leitfähigkeit der Doppelschicht.). Um daraus wiederum die messbare Spannung zu erhalten, muss noch die Länge L der Probe in Y -Richtung eingerechnet werden [18]:

$$V_{\text{ISHE}}^{\text{dc}} = \frac{j_C L}{\sigma} = \frac{2e}{\hbar \sigma} \alpha_{\text{SH}} \frac{\lambda_{\text{sd}}}{t_{\text{NM}} + t_{\text{FM}}} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{\text{sd}}}\right) j_{\text{S,dc}}^{\text{pump}} L \quad (4.30)$$

Es ist zu beachten, dass alle bisherigen Betrachtungen so gewählt waren, dass das Koordinatensystem (x, y, z) der Magnetisierung parallel zum Laborsystem (X, Y, Z) liegt. Werden diese Systeme z.B. in der Probenebene gegeneinander um den Winkel φ_M rotiert, reduziert dies die in X -Richtung messbare Spannung V_{ISHE} . Dadurch erhält man allgemein [18]:

$$V_{\text{ISHE}}^{\text{dc}} = \alpha_{\text{SH}} \frac{e}{\sigma} \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}} \frac{\omega}{2\pi M_S^2} \frac{\lambda_{\text{sd}}}{t_{\text{NM}} + t_{\text{FM}}} \Im(m_y m_z^*) \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{\text{sd}}}\right) L \sin(\varphi_M) \quad (4.31)$$

Hier lässt sich noch die Leitfähigkeit unter Berücksichtigung der Breite w_{NM} durch den elektrischen Widerstand $R = \frac{L}{\sigma w_{\text{NM}}(t_{\text{NM}} + t_{\text{FM}})}$ ersetzen. Die Linienform einer gemessenen ISHE-Spannung in Resonanz mit der angelegten Mikrowellenfrequenz wird bei einer monotonen Veränderung des extern angelegten statischen Magnetfeldes durch $\Im(m_y m_z^*)$ (Gl. (4.20), (4.21)) bestimmt.

4.6. Parasitäre Spannung durch den anisotropen Magnetowiderstand-Effekt (AMR)

Wegen der Spin-Bahn-Kopplung findet sich bei metallischen FM wie Py auf Grund des anisotropen Magnetowiderstands („anisotroper magneto resistance“ (AMR)) eine Abhängigkeit des Widerstandes vom Winkel α zwischen Stromrichtung und Orientierung der Magnetisierung [18, 35, 37, 128, 150–153]:

$$R(\alpha) = R_0 + R_A \cos^2(\alpha) \quad (4.32)$$

Dabei ist R_0 der bekannte longitudinale Widerstand. $R_A = R_{\parallel} - R_{\perp}$ ist der Unterschied zwischen dem Widerstand ($\vec{I} \parallel \vec{M} \Rightarrow R_{\parallel}$ und $\vec{I} \perp \vec{M} \Rightarrow R_{\perp}$) und somit der Beitrag auf Grund des AMR-Effekts. Diese Formel ist auch für zeitlich veränderliche Winkel $\alpha(t)$ bei einer präzedierenden Magnetisierung gültig.

Auf Grund von kapazitiver und induktiver Kopplung der beim ISHE untersuchten FM/NM-Doppelschicht an die Mikrowellen findet sich ein zeitlich oszillierender

elektrischer Strom parallel zum Wellenleiter in diesen Schichten. Mit der präzedenierenden Magnetisierung und für zeitabhängige Ströme $I(t)$ ergibt sich für die zu messende Spannung allgemein [18]:

$$V(t) = R(t) I(t) = R_0 (I_0 + I(t)) + R_A \cos^2(\alpha(t)) (I_0 + I(t)) \quad (4.33)$$

Diese Spannung baut sich in einem metallischen FM auf und kann die gemessene ISHE-Spannung überlagern. Ohne einen zusätzlich angelegten DC-Strom ($I_0 = 0$) ist nur der letzte Beitrag, abhängig von $I(t)$ und $\cos^2(\alpha(t))$, für uns von Interesse, da die übrigen Beiträge im zeitlichen Mittel verschwinden und nicht als DC-Spannung gemessen werden können.

Bei den ISHE-Messungen (vgl. Abschnitt 4.7) mit den Spannungsabgriffen parallel zur Achse des Wellenleiters (X -Achse) liegt auch der durch die Kopplung erzeugte Wechselstrom in dieser Richtung. Dementsprechend lässt sich bei einer Magnetisierung in der Probenebene die Winkelabhängigkeit umschreiben:

$$\cos \alpha(t) = \cos(\varphi_M + \varphi(t)) \cos \theta(t) \quad (4.34)$$

Da für dünne Filme im Allgemeinen der Auslenkwinkel $\theta(t)$ in z -Richtung viel kleiner als der Winkel $\varphi(t)$ in der Ebene ist, können die Winkel senkrecht zur Ebene vernachlässigt werden. Hingegen ist der statische Winkel der Magnetisierung $\varphi_M \gg \varphi(t)$ und man kann $\cos^2(\alpha(t))$ als Taylorreihe entwickeln [18, 150]. Auch der Winkel $\varphi(t)$ kann mit der Kleinwinkelnäherung durch die Komponenten $\frac{m_y(t)}{M_S}$ (Gl. (2.44)) der dynamischen Magnetisierung ersetzt werden. Damit ergibt sich für die zeitlich gemittelte Spannung V_{AMR} durch den AMR-Effekt [18]:

$$\begin{aligned} V_{\text{AMR}} &= \langle V(t) \rangle \\ &= -\frac{R_A}{M_S} \langle \Re(\chi_{yy} h_y(t) + \chi_{yz} h_z(t)) \Re(I(t)) \rangle 2 \sin(\varphi_M) \cos(\varphi_M) \end{aligned} \quad (4.35)$$

Da sowohl die magnetischen Mikrowellenfelder $h_y(t)$, $h_z(t)$ als auch der Mikrowellenstrom $I(t)$ durch den FM/NM-Stapel von den Mikrowellen erzeugt werden, besitzen sie die gleiche Zeitabhängigkeit und Frequenz (vgl. Gl. (2.41)). Allerdings kann es durch die Kopplung zwischen den Mikrowellen und dem erzeugten Strom $I(t)$ zu einer relativen Phasenverschiebung ϕ kommen (abhängig von der Stärke der kapazitiven und induktiven Kopplung) [18, 37, 128]:

$$I(t) = I \exp(i\omega t + i\phi) \quad (4.36)$$

Außerdem erzeugt dieser Strom, wenn er durch das NM fließt, wiederum ein magnetisches Mikrowellenfeld $h_y^{\text{NM}}(t) = h_Y^{\text{NM}}(t) \cos(\varphi_M) = h_Y^{\text{NM}} \exp(i\omega t + i\phi) \cos(\varphi_M)$

um dieses NM^3 . Analog dazu lässt sich das Mikrowellenfeld $h_y = h_Y \cos(\varphi_M)$ schreiben, das durch den Wellenleiter erzeugt wird [18].

Hier macht es Sinn zwei Spezialfälle zu unterscheiden. Beim ersten Fall ist das magnetische Mikrowellenfeld nur in der Probenebene (vgl. Abb. 4.4a). In diesem Fall existiert kein Mikrowellenfeld in z -Richtung und die resultierende Spannung in X -Richtung lautet [18, 37, 128, 143]:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{AMR}}^{\text{ip}} &= -\frac{R_A}{M_S} \left\langle \Re \left[\chi_{yy} \left(h_Y + h_Y^{\text{NM}} \exp(i\phi) \right) \exp(i\omega t) \right] \Re \left[I \exp(i\omega t + i\phi) \right] \right\rangle \\
 &\quad \times 2 \sin(\varphi_M) \cos^2(\varphi_M) \\
 &= \frac{IR_A}{2M_S} \Im \left(\chi_{yy}^{\text{res}} \right) 2 \sin(\varphi_M) \cos^2(\varphi_M) \cos(\phi) \\
 &\quad \times \left[\left(h_Y + h_Y^{\text{NM}} \cos(\phi) \right) \left(\frac{\Delta H (H_0 - H_{\text{FMR}})}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} + \frac{\mu_0 \Delta H}{\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}}} \right) \right. \\
 &\quad \left. + h_Y^{\text{NM}} \sin(\phi) \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \right] \quad (4.37)
 \end{aligned}$$

Analog lässt sich auch für den Fall einer Probe in der Gap mit annähernd reinem senkrechtem Anregungsfeld $h_z = h_Z$ (vgl. Abb. 4.4b) die Spannung betrachten [18, 129]:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{AMR}}^{\text{oop}} &= -\frac{R_A}{M_S} \left\langle \Re \left[\left(\chi_{yy} h_Y^{\text{NM}} \cos(\varphi_M) \exp(i\phi) + \chi_{yz} h_Z \right) \exp(i\omega t) \right] \right. \\
 &\quad \left. \times \Re \left[I \exp(i\omega t + i\phi) \right] \right\rangle 2 \sin(\varphi_M) \cos(\varphi_M) \\
 &\approx \frac{IR_A}{2M_S} 2 \sin(\varphi_M) \cos(\varphi_M) \\
 &\quad \times \left[\left(-\Im \left(\chi_{yy}^{\text{res}} \right) h_Y^{\text{NM}} \cos(\varphi_M) \cos(\phi) + \chi_{yz}^{\text{res}} h_Z \right) \frac{\Delta H (H - H_0)}{(H - H_0)^2 + (\Delta H)^2} \right. \\
 &\quad \left. - \Im \left(\chi_{yy}^{\text{res}} \right) h_Y^{\text{NM}} \cos(\varphi_M) \sin(\phi) \frac{\Delta H^2}{(H_0 - H_{\text{FMR}})^2 + \Delta H^2} \right] \quad (4.38)
 \end{aligned}$$

Aus diesen Gleichungen lässt sich erkennen, dass der Spannungsbeitrag durch den AMR im Allgemeinen einen asymmetrischen Lorentz für die Abhängigkeit vom externen Feld besitzt. Im Vergleich zur ISHE-Spannung (4.31) mit (4.21) erkennt man für eine reine Anregung in der Probenebene leicht, dass beide Spannungen die gleiche Winkelabhängigkeit besitzen und somit nicht separiert werden können. Bei senkrechter Anregung hingegen ist es möglich, die beiden Beiträge durch

³Ein Mikrowellenfeld $h_Z^{\text{NM}}(t)$ sowie Felder aus dem Strom durch den FM können vernachlässigt werden, da beide Schichten in der Regel direkt übereinander liegen und die selbe Fläche besitzen.

Messung der Winkelabhängigkeit zu separieren [18, 129]. Betrachtet man weiter isolierende FM wie YIG, ist diese gesamte Diskussion hinfällig, da dort kein Strom durch den FM fließen kann und somit $V_{\text{AMR}} = 0$ ist.

4.7. Experimenteller Zugang zum Inversen Spin-Hall-Effekt (ISHE)

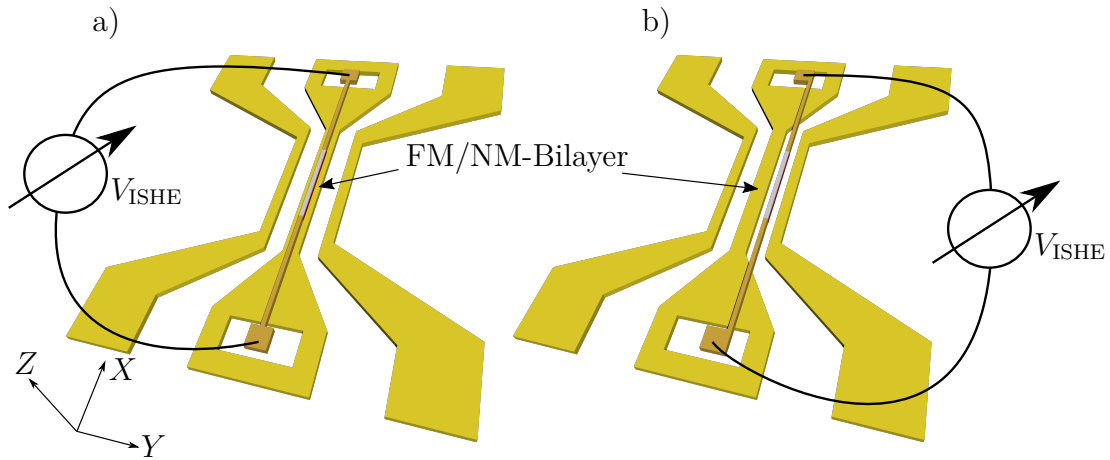


Abbildung 4.4.: Schematische Skizzen der verwendeten koplanaren Wellenleiter zur Messung des Inversen Spin-Hall-Effekts: Durch das Positionieren der FM/NM-Steifen zusammen mit den entsprechenden Spannungsabgriffen über der Signalleitung (a) oder in der Spalte (b) zwischen Signalleitung und Masseleitung ist die Messung der ISHE-Spannung V_{ISHE} für anregende Mikrowellenfelder in der Probenebene (a) und senkrecht zur Probenebene (b) möglich (vgl. Abb. 3.5) [18, 129].

Experimentell lässt sich der Inverse Spin-Hall-Effekt auf verschiedene Arten messen, wobei sich die meisten Systeme wie auch bei der FMR nur darin unterscheiden, wie die magnetische Probe mit Mikrowellen angeregt wird (vgl. [18, 124, 128, 129, 138, 140, 143, 148]). Zum Erzeugen der notwendigen magnetischen Mikrowellenfelder wurde für die nachfolgenden Messungen ein koplanarer Wellenleiter (CPW) gewählt, da bei diesem die Felder sehr gut definiert sind und sich durch Strukturierung ein schmaler Streifen der zu untersuchenden FM/NM-Doppelschicht leicht positionieren lässt.

Für die ISHE-Messungen wird zuerst mit Elektronenstrahlolithographie (EBL) ein 150 nm dicker koplanarer Wellenleiter aus Kupfer oder Gold strukturiert. Nach einer dünnen Isolationschicht aus Aluminiumoxid (ca. 40 nm dick) wird ein Streifen des FM/NM-Systems gewachsen. Durch Positionieren des Streifens in der

Gap (Abb. 4.4b) erhält man ein anregendes Mikrowellenfeld, das beinahe vollständig senkrecht zur Probenebene orientiert ist (vgl. Abb. 3.5). Hingegen liegt das resultierende Mikrowellenfeld durch Positionieren direkt über der Signalleitung (Abb. 4.4a) in der Probenebene (vgl. Abb. 3.5). Abschließend wird der Streifen noch mit Goldkontakten (ca. 70 nm dick) versehen. Die Spannungsabgriffe sind in Aussparungen des Wellenleiters platziert, um beim späteren Kontaktieren mit Wire-Bonding einem möglichen Kurzschluss zwischen Signalleitung und Spannungsabgriffen vorzubeugen. Im Allgemeinen kann dieser Probenaufbau auch invertiert werden. Dies ist z.B. bei der Verwendung von YIG der Fall, da dort die Streifen mit Ion-Beam-Etching aus einem ausgedehnten Film herausgeätzt werden.

Der koplanare Wellenleiter wird, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, mit einem Mikrowellenfrequenzgenerator verbunden. Am anderen Ende des Wellenleiters wird entweder eine Schottkydiode (für klassische FMR-Messungen) oder in der Regel ein Powermeter (Mikrowellenleistungsmessgerät) angeschlossen, um die Mikrowellenleistung an der Probe während den ISHE-Messungen bestimmen zu können. Zusätzlich zu den Mikrowellen wird die Spannung V_{ISHE} an den Kontakten mit einem Nanovoltmeter gemessen.

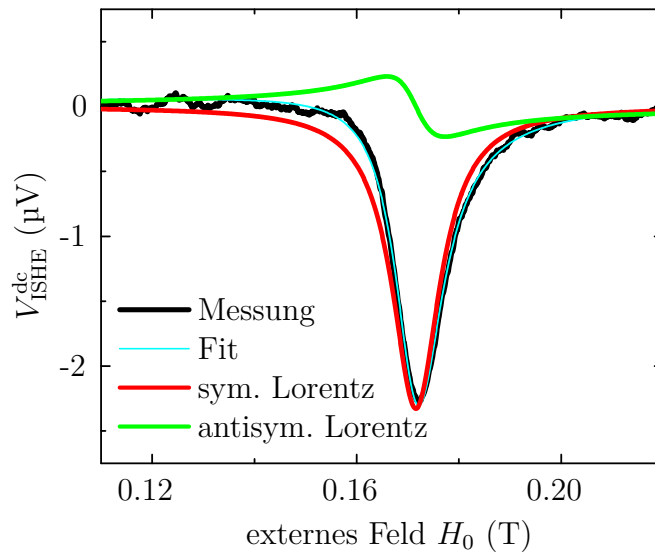


Abbildung 4.5.: Dargestellt ist eine exemplarische ISHE-Messung an einem Py/Pt-Streifen ($5\,\mu\text{m} \times 350\,\mu\text{m}$; 15 nm Py; 10 nm Pt) bei einer oop-Anregung mit einem externen Feld $\mu_0 H_0$, das nur wenige Grad zur Y -Achse rotiert ist ($\varphi_H \approx 90^\circ$). Durch Fitten mit einer Mischung aus einer symmetrischen und einer antisymmetrischen Lorentzkurve lässt sich diese Kurve leicht reproduzieren.

In Abb. 4.5 ist eine exemplarische Messung der ISHE-Spannung dargestellt. Diese lässt sich wie im vorangegangenen Abschnitt besprochen als Kombination einer

symmetrischen und antisymmetrischen Lorentzlinie fitten. Dabei wird je nach Winkel des externen Feldes und abhängig von der Orientierung des anregenden Feldes der symmetrische Anteil durch den Inversen Spin-Hall-Effekt und durch einen Beitrag des AMR verursacht (vgl. Abschnitt 4.6). Hingegen wird der antisymmetrische Anteil rein vom AMR erzeugt. Für Anregungen in der Probenebene sind auf Grund der identischen Winkelabhängigkeiten beide Beiträge nicht unterscheidbar. Im Gegensatz dazu erkennt man bei der senkrechten Anregung eine unterschiedliche Winkelabhängigkeit und es existieren Winkel ohne AMR mit messbarer ISHE-Spannung (vgl. Ref. [18, 129]).

5. Spin-Pumpen an verschiedenen magnetischen Materialien

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln sowohl die Theorie der Ferromagnetischen Resonanz als auch die Theorie des Spin-Pumpen-Effekts besprochen wurden, werden nun diverse ferromagnetische oder ferrimagnetische Materialien (FM) und Normalmetalle (NM) im Bezug auf Spin-Pumpen untersucht. In der ersten Hälfte dieses Kapitels wird das Spin-Pumpen anhand der Erhöhung der Gilbertdämpfung bei Ferromagnetischer Resonanz betrachtet. In der zweiten Hälfte können anschließend mittels Messung der ISHE-Spannung Rückschlüsse auf das Spin-Pumpen gemacht werden.

Obwohl die meisten Messungen und Untersuchungen zum Spin-Pumpen an metallischen Ferromagneten gemacht wurden, wurde kürzlich experimentell nachgewiesen, dass auch ein Spin-Pumpen-Effekt bei der Verwendung eines ferromagnetischen oder ferrimagnetischen Isolators als magnetisches Material beobachtbar ist (vgl. Ref. [124, 147, 154–156]). Einer der populärsten isolierenden Ferrimagneten ist Yttrium Iron Garnet (YIG) mit einer Curie-Temperatur von 550 K. Außerdem besitzen YIG-Einkristalle mit $\alpha \approx 4 \times 10^{-5}$ eine der niedrigsten bekannten Gilbertdämpfungen [157]. Die meisten Experimente zum Spin-Pumpen bei YIG wurden mit relativ dicken mit Liquid Phase Epitaxy hergestellten Schichten durchgeführt [118, 158]. Dies macht es allerdings beinahe unmöglich, Spin-Pumpen mittels Erhöhung der Dämpfung zu messen, da es sich um einen Grenzflächeneffekt handelt und dieser invers mit der Dicke des FM skaliert (vgl. Gl. (4.18)) [124].

Seit kurzer Zeit ist es allerdings auch möglich, mit Pulsed Laser Deposition (PLD) hochqualitative ultradünne Filme mit einer Dicke von wenigen 10 nm herzustellen. Experimente an diesen Filmen zeigten eine deutliche Linienverbreiterung durch Spin-Pumpen [141, 159–162]. Allerdings wurde bei diesen Messungen die YIG-Schicht erst nachträglich (ex situ) mit polykristallinen metallischen Schichten als „Spin-Senke“ bedeckt. Um die Grenzflächenqualität zu verbessern und mögliche Verunreinigungen oder Fremdatome zu entfernen, wurde teilweise auch versucht, vor dem Bedecken mit einer Metallschicht durch verschiedene Ätzprozesse (z.B. Argon Ion Beam Etching) die Oberfläche der YIG-Schicht vorzubereiten [12, 56, 159, 163]. Durch diese Vorbereitungsschritte konnte beispielsweise die Spin-Mixing-Conductivity um einen Faktor 3 erhöht werden. Zusätzlich existieren mittlerweile auch qualitativ hochwertige gesputterte YIG-Filme von Wang

et al. [164], deren Qualität PLD-gewachsenen Schichten ähnelt, und an denen ebenfalls Spin-Pumpen und ISHE untersucht wurde.

Der Großteil der Messungen in diesem Abschnitt wurde an YIG- und YIG/Pt-Proben durchgeführt und in Ref. [124] veröffentlicht. Im Allgemeinen wurden diese YIG-Proben von der Arbeitsgruppe Gönnerwein am Walter-Meißner-Institut in München hergestellt. Dort wurden die epitaktischen YIG-Filme durch gepulste Laser Abscheidung (Pulsed Laser Deposition (PLD)) auf einem (111)-orientierten Gardolinium Gallium Garnet (GGG) Substrat gewachsen. Dieser Prozess findet in einer 25 μ bar Sauerstoff-Atmosphäre mit einer Substrattemperatur von 500 °C statt. Die metallischen Deckschichten (Pt und Au) wurden anschließend direkt in situ, ohne Unterbrechung des Vakuums, um eine möglichst perfekte Grenzschicht zu erhalten, durch Elektronenstrahl-Verdampfung (Electron-Beam Evaporation) aufgebracht [124, 165, 166]. Untersucht wurden YIG-Schichten mit einer Dicke $10 \leq t_{\text{YIG}} \leq 200$ nm und einer Platindicke $0 \leq t_{\text{Pt}} \leq 20$ nm.

Neben diesen Proben standen auch einzelne YIG-Proben, hergestellt von A. Mitra aus der Gruppe von Prof. Hickey an der Universität Leeds in Großbritannien, zur Verfügung. Diese wurden gesputtert und später mit Pt bedeckt. Weiter wurden auch eine Vielzahl von NiFe- (Permalloy- (Py)) Proben untersucht, die in der Regel an der Universität Regensburg entweder durch Sputtern oder durch thermisches Verdampfen gewachsen wurden. Für die einzelnen Proben wird dies in den jeweiligen Abschnitten direkt beschrieben.

5.1. Untersuchung des Spin-Pumpen-Effekts an YIG/Pt durch Betrachtung der Dämpfung bei Ferromagnetischer Resonanz

Zur Untersuchung des Spin-Pumpen-Effekts an YIG- und YIG/Pt-Filmen mit klassischer Ferromagnetischer Resonanz werden die Proben mittig auf einem koplanaren Wellenleiter positioniert und senkrecht zum externen statischen Magnetfeld orientiert (vgl. Abb. 5.1a). Um die magnetischen Eigenschaften der Proben zu charakterisieren, werden bei verschiedenen Frequenzen zwischen 2 GHz und 25 GHz Resonanzspektren aufgenommen. Durch Fitten mit einer lorentzförmigen Linie (Abb. 5.1b) lassen sich daraus das Resonanzfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ und die Linienbreite $\mu_0 \Delta H$ des Resonanzspektrums bestimmen.

Man erkennt bereits mit bloßem Auge, dass die Resonanzlinie bei der Probe mit Pt-Deckschicht deutlich erhöht ist. Außerdem findet man für manche YIG-Filme mehrere nahe zusammen liegende Resonanzlinien. Dies tritt auf Grund von räumlichen Inhomogenitäten der Materialeigenschaften auf. Durch eine räumliche Variation der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_{\text{S}}$ oder der Anisotropiefelder $\mu_0 H_{\text{K}}$

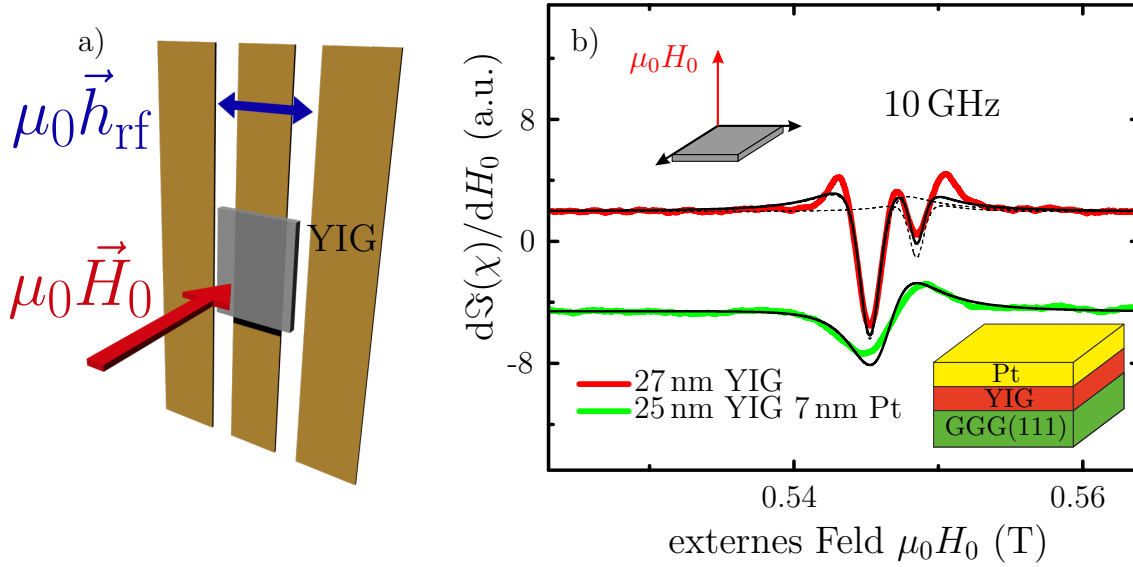


Abbildung 5.1.: Skizze (a) zeigt die Messgeometrie zur Untersuchung des Spin-Pumpen-Effekts mit Breitband Ferromagnetischer Resonanz. Die Probe ist dabei mittig auf einem koplanaren Wellenleiter platziert und das externe Feld $\mu_0 \vec{H}_0$ ist senkrecht zur Probe orientiert. In (b) sind typische Resonanzspektren für eine 27 nm YIG- und eine YIG/Pt-Probe mit vergleichbarer YIG-Dicke von 25 nm dargestellt. Durch Fitten mit asymmetrischen Lorentzkurven lässt sich daraus die Resonanzposition $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ und die Linienbreite $\mu_0 \Delta H$ (halbe Breite bei halber Höhe des Maximums (HWHM)) bestimmen. Die deutlich erkennbaren Doppellinien für z.B. die 27 nm YIG-Probe wurden mit einem Multilinen-Fit (Fit mit mehreren Resonanzlinien mit gleicher Phase) für 2 Resonanzlinien gefittet (schwarze durchgezogene Linie). Die entsprechenden Einzellinien sind gestrichelt dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die 25 nm YIG Resonanzlinie um 35 mT verschoben (vgl. Abb. 5.2a).

lassen sich solche Multilinen leicht erklären. Außerdem wird dies auch dadurch bestärkt, dass die von uns gefundenen Werte für die effektive Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}}$ um bis zu 20 % voneinander abweichen. Die sehr geringe Gilbertdämpfung von YIG erhöht zudem die Wahrscheinlichkeit, im Vergleich zu vielen anderen Ferromagneten, Multilinen zu sehen, da die Linienbreiten der einzelnen Resonanzlinien kleiner und somit die einzelnen schmalen Linien leichter zu separieren sind. Während der Messungen zu dieser Arbeit wurden auch diverse YIG-Filme mit verschiedenen Wachstumsverfahren gemessen (nicht dargestellt). Dabei wurde schnell deutlich, dass dieser Effekt nicht auf z.B. PLD-gewachsene Schichten limitiert ist, sondern sich auch bei gesputterten oder kommerziell erhältlichen Liquid-Phase-Epitaxy-gewachsenen Schichten zeigt. Auch sind diese Inhomogenitäten nicht auf die laterale Ausdehnung der Probe beschränkt, sondern finden sich teilweise sogar als Inhomogenitäten in verschiedenen Schichten der Probe. Bei genauer Betrachtung der Messungen anderer Gruppen finden

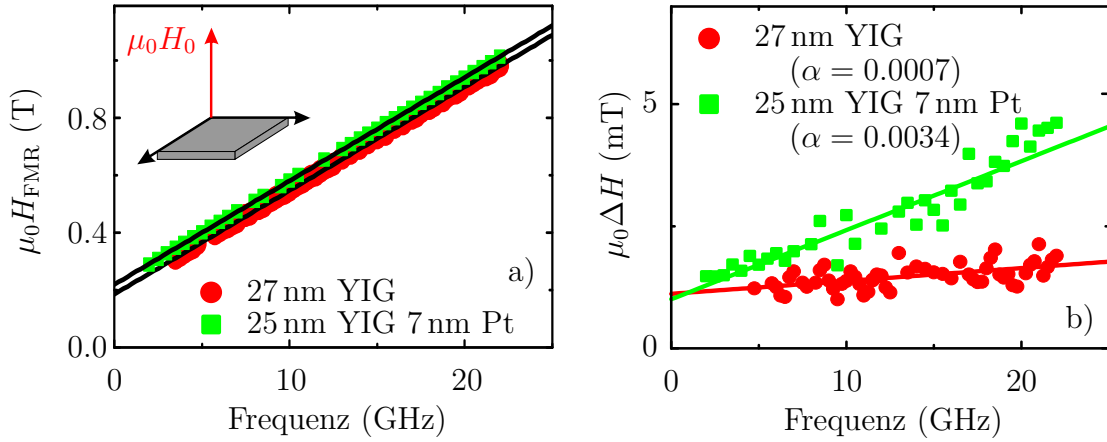


Abbildung 5.2.: Dargestellt ist die Frequenzabhängigkeit des Resonanzfeldes $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ (a) und der Linienbreite $\mu_0 \Delta H$ (b) für die in Abb. 5.1b betrachteten Proben. Aus der Abhängigkeit der Resonanzposition (a) erhält man für beide Proben ein gyromagnetisches Verhältnis $\gamma = (1.73 \pm 0.03) \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$ und eine effektive Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}} = (0.185 \pm 0.001) \text{ T}$ für die 27 nm dicke YIG-Probe und $\mu_0 M_{\text{eff}} = (0.219 \pm 0.001) \text{ T}$ für die betrachtete YIG/Pt-Probe. Aus der Frequenzabhängigkeit der FMR Linienbreite (b) lässt sich für die unbedeckte YIG-Probe durch Fit eine Gilbertdämpfung $\alpha = 0.0007 \pm 0.0002$ bestimmen. Mit zusätzlichen 7 nm Pt erhöht sich die Dämpfung auf annähernd das Fünffache $\alpha = 0.0034 \pm 0.0002$.

sich häufig auch Multilinen oder zumindest deren Artefakte als deutliche Abweichungen von der lorentzförmigen Linienform (Superposition mehrerer Linien) (vgl. Ref. [141, 155, 160, 161, 167–171]). Auch sind sehr hohe Linienbreiten meist eng mit diesen Inhomogenitäten verbunden, da Linien mit einem Abstand bis zur Hälfte der Linienbreite als einzelne verbreiterte Resonanzlinie erscheinen. Für unterscheidbare Linien erhält man in der Regel durch einen Multilinen-Fit sinnvolle Linienbreiten. Auch durch eine optimierte Probenbehandlung können Effekte wie Multilinen und überhöhte Linienbreiten teilweise reduziert werden [164, 167].

Durch Fitten der in Abb. 5.1b gemessenen Resonanzspektren für verschiedene Frequenzen erhält man die in Abb. 5.2 abgebildeten Frequenzabhängigkeiten für das Resonanzfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ und die Linienbreite $\mu_0 \Delta H$. Die Frequenzabhängigkeit von $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ (Abb. 5.2a) lässt sich wiederum mit der Resonanzbedingung (2.61) für die senkrechte Konfiguration auswerten. Dadurch ergibt sich für die gemessenen YIG- und YIG/Pt-Proben dieser PLD-gewachsenen Probenserie ein gyromagnetische Verhältnis $\gamma = (1.73 \pm 0.03) \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$. Dies äußert sich in einem g -Faktor $g = 1.96 \pm 0.04$. Im Gegensatz dazu streut das erhaltene effektive entmagnetisierende Feld sehr. Für die 27 nm YIG-Probe liefert der Fit $\mu_0 M_{\text{eff}} = (0.185 \pm 0.001) \text{ T}$ und für die 25 nm YIG-Schicht mit 7 nm Pt-Capping

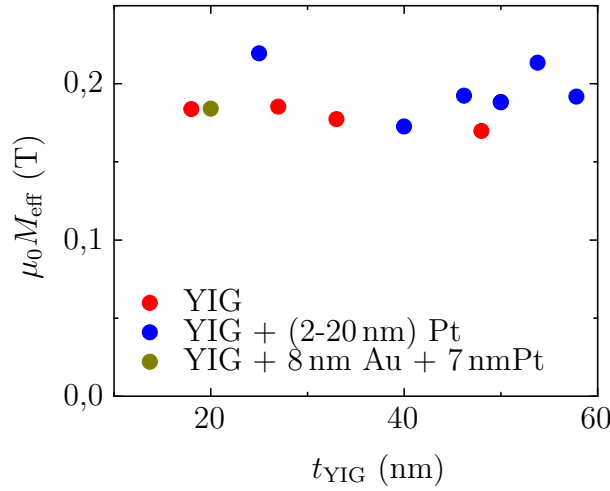


Abbildung 5.3.: Das effektive entmagnetisierende Feld $\mu_0 M_{\text{eff}}$ zeigt keine Abhängigkeit von der YIG-Dicke. Dabei sind auch die YIG/Pt- und YIG/Au/Pt-Proben mit den unterschiedlichen Pt-Dicken dargestellt. Eine Abhängigkeit von der Platindicke ist nicht erkennbar und wird hier vernachlässigt. Im Mittel findet sich ungefähr ein effektives entmagnetisierendes Feld $\mu_0 M_{\text{eff}} = 0.19$ T.

$\mu_0 M_{\text{eff}} = (0.219 \pm 0.001)$ T. Diese Streuung ist auch bei der Betrachtung der entmagnetisierenden Felder für verschiedene YIG-Dicken in Abb. 5.3 erkennbar. Dort sieht man, dass das entmagnetisierende Feld im Mittel ungefähr $\mu_0 M_{\text{eff}} = 0.19$ T beträgt.

Bei einem Blick auf die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite (Abb. 5.2b) erkennt man, dass die reine YIG-Schicht im gesamten gemessenen Frequenzbereich eine Linienbreite von 1-2 mT besitzt, wohingegen die Linienbreite bei einer Probe mit Pt-Deckschicht deutlich erhöht ist. Der Fit in Abb. 5.1b wird für die YIG/Pt-Probe mit nur einer Resonanzlinie durchgeführt, da die Amplitude der zweiten Linie um mindestens einen Faktor vier geringer ist und somit der resultierende Fehler bei der Bestimmung der Linienbreite sehr gering ist. Außerdem würde man für eine Linienverbreiterung durch Inhomogenitäten eine zusätzliche Erhöhung des Achsenabschnitts erwarten, was auch im Vergleich zur YIG-Probe nicht gegeben ist.

Im Allgemeinen ist die Linienbreite des Resonanzspektrums bei einer idealen reinen ferromagnetischen Probe nur durch die magnetische Relaxation (intrinsische Dämpfung) bestimmt. In der Realität existieren zusätzliche Effekte, wie Zwei-Magnonen-Streuung und Inhomogenitäten der Proben, die die Linienbreite erhöhen. Um diese Beiträge zu separieren, wird die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite mit der folgenden linearen Abhängigkeit gefittet [30, 39, 57, 58, 124]:

$$\mu_0 \Delta H(\omega) = \alpha \frac{\omega}{\gamma} + \mu_0 \Delta H(0) \quad (5.1)$$

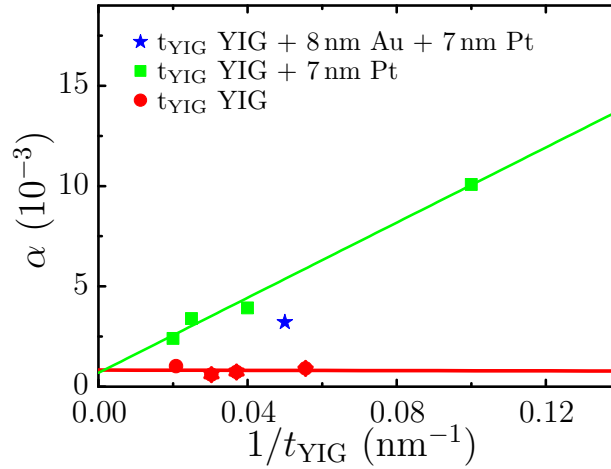


Abbildung 5.4.: Die YIG-Dickenabhängigkeit des Gilbertdämpfungsparameters α zeigt einen deutlichen Unterschied für YIG- und YIG/Pt-Proben. Die Dämpfungswerte werden aus den Frequenzabhängigkeiten für verschiedene Proben ermittelt und gegen das Inverse der Dicke aufgetragen. Zusätzlich sind auch die Werte mit einer festen Pt-Dicke von 7 nm und eine Probe mit einer 8 nm dicken Au-Zwischenschicht dargestellt.

Bei dieser Formel rührt der erste lineare Term von der intrinsischen Gilbertdämpfung mit dem Dämpfungsparameter α her. Der zweite konstante Term $\mu_0 \Delta H(0)$ wird in der Regel von extrinsischen Effekten, wie Zwei-Magnonen-Streuung und Inhomogenitäten in der Probe verursacht [30, 39].

Aus dem linearen Fit der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite (Abb. 5.2b) erhält man für den 27 nm YIG-Film eine Gilbertdämpfung $\alpha = 0.0007 \pm 0.0002$ und für die 25 nm YIG/Pt-Schicht $\alpha = 0.0034 \pm 0.0002$. Zusätzlich ergibt sich ein Achsenabschnitt $\mu_0 \Delta H(0) \approx (1.0 \pm 0.4) \times 10^{-3} \text{ mT}$ für beide Proben. Da in der gemessenen senkrechten Konfiguration die Zwei-Magnonen-Streuung unterdrückt ist (vgl. Ref. [57]), lässt sich auch dieser Offset auf Inhomogenitäten in der Probe zurückführen. Vergleicht man die Dämpfungen für den YIG- und den YIG/Pt-Film, findet sich eine Erhöhung des Gilbertdämpfungsparameters um einen Faktor 5. Diese Erhöhung lässt sich klar auf den Spin-Pumpen-Effekt zurückführen (vgl. Abschnitt 4.2).

5.1.1. Bestimmung der Spin-Mixing-Conductivity am Beispiel von YIG/Pt

In Doppelschichten aus ferromagnetischen und metallischen Materialien wie YIG/Pt führt die Präzession der Magnetisierung in der ferromagnetischen Schicht zu einem Spinstrom in die nicht-magnetische Schicht und wird dort absorbiert, da Pt als Spinsenke fungiert [22]. Durch Spin-Pumpen wird der Gilbertdämp-

fungsparameter α_0 einer reinen unbedeckten YIG-Schicht um den Beitrag α_{sp} durch Spin-Pumpen erhöht und man erhält einen gesamten Dämpfungsparameter $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{\text{sp}}$ analog zur Gilbertdämpfung. Aus dem Unterschied der Steigungen in Abb. 5.2b erhält man den zusätzlichen Dämpfungsbeitrag beim Spin-Pumpen für einen 25 nm YIG-Film mit 7 nm Pt. Aus diesem Unterschied lässt sich mit Gl. (4.18) die effektive Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}}$ an der Grenzschicht zwischen FM/NM bestimmen [21]. Für 7 nm Pt erhält man somit als erste Näherung $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Pt}}} \approx 0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Für einen exakten Wert ist es sinnvoll, zusätzlich eine YIG-Dickenabhängigkeit t_{YIG} zu untersuchen (Abb. 5.4).

Bei den Untersuchungen an reinen YIG-Proben zeigt sich nur eine schwache Abhängigkeit der Dämpfung von der YIG-Dicke, so dass diese annähernd unabhängig von der YIG-Dicke $\alpha_{\text{YIG}} = (8.1 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ ist. Mit einer zusätzlichen 7 nm Pt-Deckschicht erkennt man aber eine deutliche Erhöhung der Dämpfung. Da es sich um einen Grenzflächeneffekt handelt, wird in Abb. 5.4 die Dämpfung gegen die reziproke YIG-Dicke $1/t_{\text{YIG}}$ aufgetragen. Diese reziproke Dickenabhängigkeit lässt sich dann mit einer linearen Funktion fitten. Daraus erhält man mit Gl. (4.18) und dem Literaturwert für die Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S = 0.176 \text{ T}$ [118] und den zuvor gemessenen Werten für den g -Faktor durch Fitten der reziproken Dickenabhängigkeit für 7 nm Pt :

$$\left. \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Pt}}} \right|_{t_{\text{Pt}}=7 \text{ nm}} = (0.94 \pm 0.15) \times 10^{19} \text{ m}^{-2} \quad (5.2)$$

Um die Spin-Mixing-Conductivity für eine YIG/Au-Grenzfläche abzuschätzen, wurde zusätzlich eine YIG/Au/Pt-Probe hergestellt. Hierbei wurde diese Dreilagenschicht verwendet, da die 7 nm Pt als annähernd perfekte Spinsenke fungiert und so die Spins, die an der Au/Pt-Grenzfläche ankommen, vollständig im Pt absorbiert werden. Somit wird das Spin-Pumpen nur durch den YIG/Au-Übergang bestimmt. Die Dämpfung für diese Grenzschicht ist, wie in Abb. 5.4 erkennbar, im Vergleich zu YIG/Pt auf etwa die Hälfte reduziert. Dies liefert eine Spin-Mixing-Conductivity:

$$\left. \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Au}}} \right|_{\text{YIG/Au}} \approx 0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-2} \quad (5.3)$$

5.1.2. Bestimmung der Spin-Diffusionslänge für YIG/Pt

Bei der Betrachtung der Spin-Mixing-Conductivity im vorherigen Abschnitt muss man anmerken, dass im Allgemeinen eine NM-Schicht keine perfekte Spinsenke ist, sondern der gepumpte Spinstrom auch teilweise wieder zurück in den Ferromagneten oder Ferrimagneten fließt. Die Stärke des Rückstroms hängt dabei von

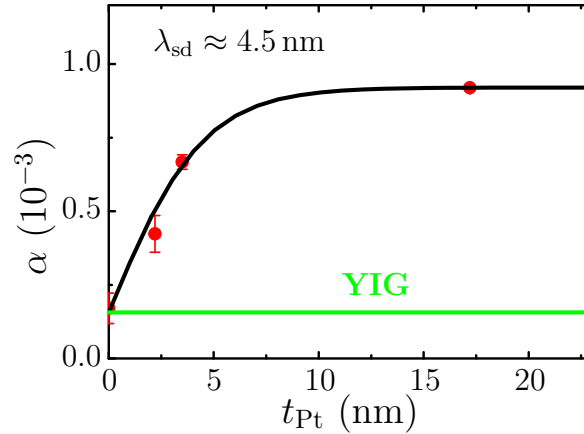


Abbildung 5.5.: Pt-Dickenabhängigkeit des Dämpfungsparameters $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{\text{sp}}$ für eine fixe YIG-Dicke von $t_{\text{YIG}} = 50 \text{ nm}$: Durch Fitten mit einer Tangens-Hyperbolicus-förmigen Abhängigkeit (vgl. Gl. (4.16)) lässt sich die Spin-Diffusionslänge λ_{sd} näherungsweise bestimmen.

der Dicke des Normalmetalls t_{NM} , der Spin-Diffusionslänge λ_{sd} und der Streuung der Elektronen im NM ab [21].

Um die Stärke des Rückflusses unter Verwendung der effektiven Spin-Mixing-Conductivity (Gl. (4.16)) zu quantifizieren, wird neben der obigen YIG-Dickenabhängigkeit auch eine Abhängigkeit von der Pt-Dicke $t_{\text{Pt}} = (0 - 20 \text{ nm})$ bei fixer 50 nm YIG-Dicke untersucht (Abb. 5.5). Durch den Fit mit einer Tangens-Hyperbolicus-förmigen Funktion lässt sich die Spin-Diffusionslänge auf ca. $\lambda_{\text{sd}} \approx 4.5 \text{ nm}$ bestimmen. Allerdings ist dies mit einer relativ hohen Ungenauigkeit behaftet. Dies liegt besonders an der Schwierigkeit einen sinnvollen Wert für das Verhältnis $\epsilon = \tau_{\text{el}}/\tau_{\text{sf}}$ zwischen der Rate der elastischen Spinstreuung τ_{el} und der Spin-Flip-Streuung τ_{sf} zu bestimmen. Aus diesem Grund wird die Spin-Diffusionslänge auch meist aus dem ISHE bestimmt (vgl. Gl. (4.31)). Dazu muss die Probe allerdings strukturiert werden. Auf diese Weise wurde auch die Spin-Diffusionslänge $\lambda_{\text{sd}} = 1.5 \text{ nm}$ für ähnliche YIG/Pt-Proben in Ref. [156] bestimmt. Im Vergleich zu den in der Literatur zu findenden Werten $1 \text{ nm} \leq \lambda_{\text{sd}} \leq 10 \text{ nm}$ für ferromagnetische Proben in Verbindung mit Pt (vgl. Ref. [119, 129, 138, 155, 156, 169, 172, 173]) findet man eine gute Übereinstimmung mit dem obigen Wert für die Spin-Diffusionslänge. Allerdings muss man sich die Frage stellen, was Spin-Diffusionslängen bedeuten, die deutlich kleiner sind als die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Für Pt würde diese geringe Spin-Diffusionslänge bedeuten, dass die gepumpten Spins relaxieren, bevor sie an Streuzentren im Pt gestreut werden. Auf Grund der hohen Spin-Flip-Rate $\epsilon \geq 10^{-1}$ für Pt kann nur eine Spin-Flip-Streuung an der Grenzfläche zu einer Relaxierung der gepumpten Spins führen. Somit ist annähernd unabhängig von der Pt-Dicke die Spin-Mixing-Conductance $g^{\uparrow\downarrow} \approx g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ [21].

5.2. Spin-Pumpen an Ni₈₁Fe₁₉ (Py) in Kombination mit verschiedenen nicht-magnetischen Normalmetallen

Neben den Messungen an YIG und YIG/Pt wurden für diese Arbeit auch viele Messungen an Permalloy (Py = Ni₈₁Fe₁₉) und Kombinationen mit verschiedenen Normalmetallen durchgeführt, da die Stärke des Spin-Pumpen-Effekts sowohl vom Ferromagneten, als auch von der Grenzfläche und natürlich auch vom NM abhängt. Das als NM verwendete Material ist sehr entscheidend, da es als Spinsenke fungiert, um die gepumpten Spins bei ausreichender NM-Dicke $t_{\text{NM}} \geq \lambda_{\text{sd}}$ zu absorbieren. Die Qualität der Spinsenke lässt sich mit $\varepsilon = \tau_{\text{el}}/\tau_{\text{sf}}$ quantifizieren, da $\varepsilon = \tau_{\text{el}}/\tau_{\text{sf}}$ die Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit bei jedem Streuprozess angibt. Für eine gute Spinsenke ist eine hohe Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit mit $\varepsilon \geq 10^{-2}$ bei dem verwendeten NM notwendig [21]. Für annähernd perfekte Spinsenken wie Pt oder Pd mit einer deutlichen Linienverbreiterung durch Spin-Pumpen gilt, wegen der mit den s-Elektronen hybridisierten p- oder d-Elektronen im Leitungsband, $\varepsilon \geq 10^{-1}$. Wohingegen Materialien wie Al, Cr, Cu, Ag, Au und Ta mit ihren s-Elektronen im Valenzband relativ schlechte Spinsenken sind und $\varepsilon \leq 10^{-2}$ [21].

Zusätzlich zur Spin-Bahn-Kopplung skaliert ε auch mit der Ordnungszahl Z des verwendeten Materials ($\varepsilon \propto Z^4$ [174]), weshalb Pt eine effektivere Spinsenke als Pd ist und zur ersten Wahl bei den meisten Spin-Pumpen-Experimenten geworden ist [21, 122].

5.2.1. Spin-Pumpen unter Verwendung reiner nicht-magnetischer Normalmetalle

Die Untersuchungen des Spin-Pumpens an verschiedenen NM in diesem Abschnitt wurden überwiegend mit auf GaAs(001) gesputtertem 12 nm Py gemacht. Einzelne Proben mit dieser Py-Dicke bestehen auch aus MBE-gewachsenem Py. Zusätzlich wurde zuletzt auch eine Serie mit 20 nm Py betrachtet (nicht dargestellt). Als NM wurden in der Regel in situ gewachsene Schichten Platin (Pt), Paladium (Pd), Gold (Au), Tantal (Ta)¹ oder Wolfram (W)² verwendet. Die gemessenen Py/Ta- und Py/W-Schichten wurden in der Arbeitsgruppe von Stuart Parkin bei IBM

¹Für hochresistives β -Ta mit einer tetragonalen Kristallstruktur wird ein Spin-Pumpen-Effekt erwartet [155, 175]. β -Ta kann durch Sputtern auf eine amorphe Oberfläche erzeugt werden [14].

²Analog zum β -Ta wurden auch in der hochresistiven β -W-Phase mit einer kubischen A15 Kristallstruktur bereits Spin-Hall-Messungen mit einem hohen Spin-Hall-Winkel durchgeführt. In der Regel wachsen dünne Wolfram Filme anfangs in dieser β -W-Phase, während dickere Filme eine Mischung aus α -W und β -W besitzen, was sich in einer Reduktion des Widerstandes mit Zunahme des α -W-Anteils widerspiegelt [176].

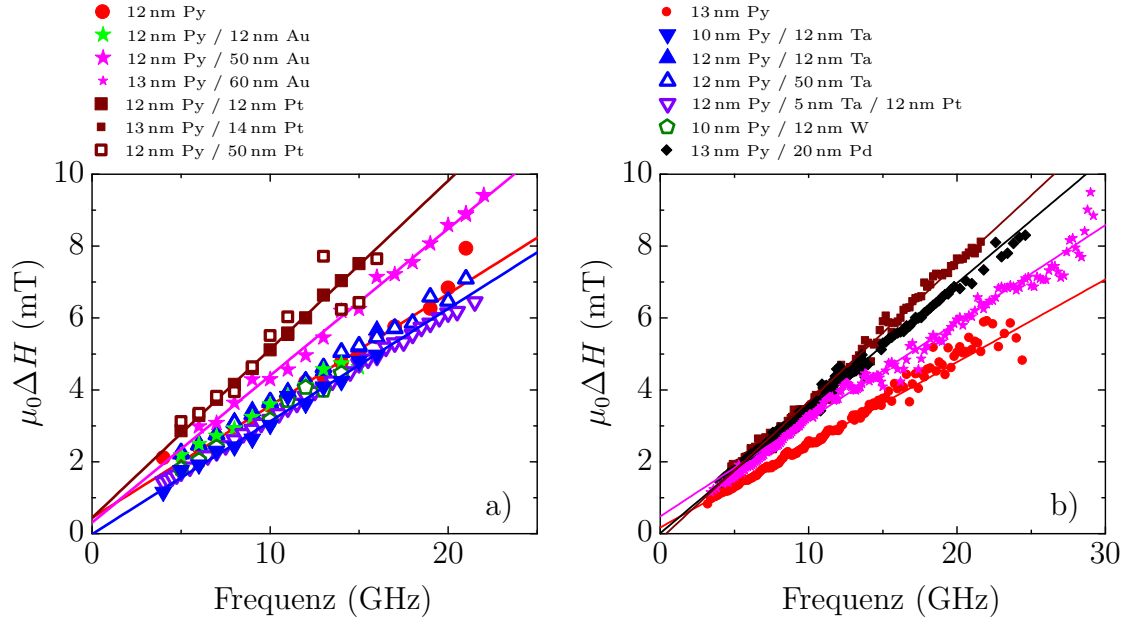


Abbildung 5.6.: Die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite $\mu_0\Delta H$ für verschiedene gesputterte (a) und MBE-gewachsene (b) Py-Proben mit Py-Dicken von ca. 12 nm zeigt abhängig von den in situ gewachsenen NM-Schichten (Ta, W, Au, Pd, Pd) als Deckschicht einen deutlichen Effekt durch Spin-Pumpen. Die Linienbreiten für Py/Ta, Py/W und Py/Au (mit 12 nm Au) besitzen dabei im Rahmen der Fehler die gleiche Steigung und überlagern sich größtenteils. (Kleine Symbole entsprechen den MBE-gewachsenen Schichten (b), große den gesputterten (a).)

Almaden in San Jose hergestellt. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt mit YIG als FM werden anfangs die magnetischen Eigenschaften des verwendeten Py mit Ferromagnetischer Resonanz bestimmt. Dabei wird die Resonanz in der in-plane Konfiguration 2.4.3.3 gemessen. Aus der Untersuchung der verschiedenen Py-Proben ergibt sich eine effektive Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}} = (0.87 \pm 0.05) \text{ T}$ und ein gyromagnetisches Verhältnis $\gamma = (1.9 \pm 0.1) \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$, was einem g -Faktor $g = 2.16 \pm 0.12$ entspricht. Dieser g -Faktor stimmt sehr gut mit dem zuvor gemessenen Wert $g = 2.14$ [39, 177] überein. Die effektive Magnetisierung weicht verständlicherweise von der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S = 1.08 \text{ T}$ ab, da es sich um dünne Filme handelt und so die Anisotropie senkrecht zur Probe die Magnetisierung reduziert (vgl. Gl. (2.53)).

Für die Untersuchung des Spin-Pumpens ist es notwendig die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite $\mu_0\Delta H$ für die verschiedenen Proben zu vergleichen (Abb. 5.6). Dabei erhält man für eine reine gesputterte Py-Probe (mit Al_2O_3 gegen Oxidation geschützt) den Gilbertdämpfungsparameter $\alpha = 0.0088 \pm 0.0002$ und für MBE-gewachsenes Py $\alpha = 0.0065 \pm 0.0001$. Bei allen gemessenen Py-Proben

kann man einen Achsenabschnitt $\Delta H(0) \lesssim 0.6$ mT beobachten. Dieser Achsenabschnitt lässt sich auf extrinsische Effekte zurückführen. Da diese Messungen in der in-plane Konfiguration durchgeführt wurden, können diese Effekte sowohl durch Zwei-Magnonen-Streuung als auch durch Inhomogenitäten in den Proben entstehen [57]. Allerdings ist ein solcher Achsenabschnitt für Spin-Pumpen irrelevant und wird daher nicht weiter betrachtet.

Für die Proben mit einem NM-Capping erkennt man, dass z.B. für Ta keine Linienverbreiterung zu sehen ist. Ebenso erkennt man für dünne Goldschichten und für Wolfram keine Erhöhung der Dämpfung. Im Gegensatz dazu findet man bei Pt und Pd, wie auch in Verbindung mit YIG, bereits bei geringen NM-Dicken eine deutliche Linienverbreiterung. Für dickes Au hingegen erhält man ebenfalls eine Verbreiterung. Analog zu den Betrachtungen bei YIG lässt sich aus der Erhöhung der Dämpfung $\Delta\alpha_{(\text{Py/Pt})} = 0.0046 \pm 0.0003$ die effektive Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Pt}}} = (2.5 \pm 0.3) \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ für eine Py/Pt-Grenzfläche bestimmen. Für eine perfekte Spinsenke Pt kann bei relativ dicken Pt-Schichten weiter $g^{\uparrow\downarrow} \approx g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ gleichgesetzt werden [21]. Bei dieser Herleitung wird die mit SQUID-Magnetometrie gemessene Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S = (0.9 \pm 0.1) \text{ T}$ [18] verwendet. Der ermittelte Wert für die Spin-Mixing-Conductivity ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentell von Mizukami et al. bestimmten Wert $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Pt}}} = 2.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [21, 122, 147]. Für das MBE-gewachsene Pd ergibt sich analog $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Pd}}} = (2.1 \pm 0.6) \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Dies scheint im Vergleich zu $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Pd}}} = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [122, 147] aus früheren Messungen zu hoch zu sein, obwohl die Werte zumindest im Rahmen der Fehler noch übereinstimmen. Bei der Analyse einer weiteren Py/Pd-Probe mit 20 nm Pt und ähnlicher Pd-Dicke konnte allerdings der hier gemessene Wert bestätigt werden.

Im Allgemeinen kann die Abwesenheit der Dämpfungserhöhung bei verschiedenen NM neben der diskutierten geringen Spin-Flip-Wahrscheinlichkeit ε auch an einer sehr kleinen Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}}$ oder einer langen Spin-Diffusionslänge $\lambda_{\text{sd}} \geq t_{\text{NM}}$ liegen. Um das Spin-Pumpen trotzdem zu erkennen, wurden die NM-Dicken für Au und Ta erhöht. Durch diese Erhöhung der Au-Dicke auf 50 nm und 60 nm erkennt man schlussendlich eine Linienverbreiterung. Daraus ergibt sich für die gesputterten Proben ein $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Au}}} = (1.7 \pm 0.5) \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ bzw. $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ für MBE-gewachsenes Py/Au. Der Wert für die durch Sputtern hergestellte Probe ist hier im Vergleich zur Literatur $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Au}}} = 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ [163, 178] etwas zu hoch, wohingegen der Wert der Proben aus der MBE damit sehr gut übereinstimmt. Die Erhöhung der Linienbreite zwischen 12 nm Au und 50 nm bzw. 60 nm Au entspringt der sehr hohen Spin-Diffusionslänge $\lambda_{\text{sd}} = 31 \text{ nm}$ für Gold [178].

Im Gegensatz dazu findet sich bei Py/Ta sogar bei 50 nm Ta kein Hinweis auf ein Spin-Pumpen. Um auch den Einfluss einer noch größeren Spin-Diffusionslänge auszuschließen, wurden auf eine 5 nm Ta-Schicht weitere 12 nm Pt als perfekte Spinsenke aufgebracht (vgl. Ref. [21]). Da auch hier keine erkennbare Erhöhung der Gilbertdämpfung sichtbar ist, lässt sich annehmen, dass die Spin-Mixing-Conductivity für den hier gemessenen Py/Ta-Übergang sehr gering ist ($\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Ta}}} < 0.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ im Rahmen der Fehler [18]). Vergleicht man diese Ergebnisse mit den Messungen von Hahn et al. an YIG/Ta [155] oder Liu et al. an CoFeB/Ta, so findet sich auch dort eine ähnlich geringe Spin-Mixing-Conductivity. Weiter wurde dort eine Spin-Diffusionslänge von wenigen nm bestimmt. Der geringe Wert für $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Ta}}}$ für Ta ist, wie von Tserkovnyak et al. [21] wegen der sehr geringen Spin-Flip-Rate vorhergesagt, mehr als eine Größenordnung kleiner als bei Pt. Mit diesen Ergebnissen könnte man darauf schließen, dass der Spin-Pumpen-Effekt mit dieser Methode nur schwer messbar ist. Allerdings wurde am Lehrstuhl auch der ISHE an diesen Schichtsystemen untersucht (nicht dargestellt, vgl. Ref. [18]). Da auch diese Messungen ohne Erfolg waren, lässt sich vermuten, dass es sich zwar auf Grund der Leitfähigkeit $\sigma = 5.9 \times 10^5 \frac{1}{\Omega \text{ m}}$ um β -Ta handelt, aber an der Grenzschicht durch ein Mischen zwischen Py und Ta eine magnetisch tote Lage („dead layer“) entsteht, die das Spin-Pumpen verhindert [179, 180]. Solche toten Lagen wurden auch bereits für gesputterte CoFeB/Ta-Proben nachgewiesen [181, 182].

Ähnlich wie bei Py/Ta kann man bei Wolfram nur bestimmen, dass für 12 nm W auf Py kein Spin-Pumpen erkennbar ist. Sowohl die 12 nm Dicke der Probe als auch die Leitfähigkeit von $1.6 \times 10^6 \frac{1}{\Omega \text{ m}}$ sind deutliche Hinweise auf eine Mischung der α -W- und β -W-Phasen, wodurch das Spin-Pumpen natürlich weiter reduziert wird (vgl. Ref. [176]). Da diese Probe leider nicht am Lehrstuhl gewachsen wurde, konnten keine weiteren Messungen durchgeführt werden. Es muss allerdings angemerkt werden, dass solch niedrige Werte der Spin-Mixing-Conductivity und der annähernd unsichtbare Effekt auf die Dämpfung trotzdem einen großen Spin-Hall-Winkel erlauben [14].

5.2.2. Spin-Pumpen an Py mit $\text{Au}_x\text{Pt}_{1-x}$ -Legierungen als Normalmetall

Zusätzlich zu der zuvor besprochenen Verwendung relativ reiner Metalle als Normalmetall beim Spin-Pumpen ist es auch wichtig, den Effekt von Verunreinigungen und Mischungen (Legierungen) zwischen verschiedenen Normalmetallen zu betrachten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dies an Mischungen zwischen Pt und Au untersucht. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden unter anderem als Grundlage für die Publikation von M. Obstbaum et al. [183] verwendet. Die-

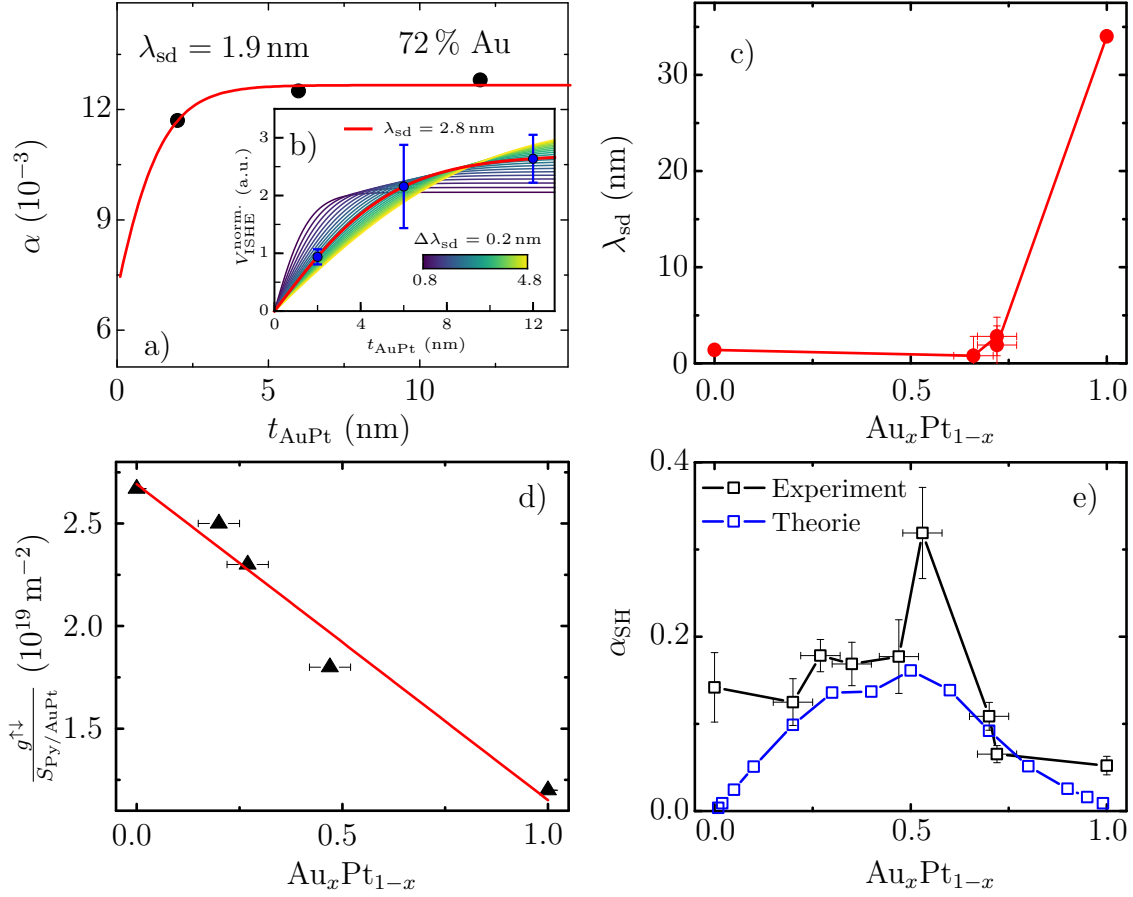


Abbildung 5.7.: Für die Au_xPt_{1-x} -Legierungen in Verbindung mit 12 nm Py können die Spin-Diffusionslängen λ_{sd} aus der AuPt-Dickenabhängigkeit des Dämpfungsparameters (a) sowie aus der Dickenabhängigkeit der normierten ISHE-Spannung $V_{ISHE}^{norm.}$ (b) bestimmt werden. Analog zu den Betrachtungen in den vorangegangenen Abschnitten kann man aus der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite die jeweiligen Dämpfungskonstanten (a) ableiten. Für eine Konzentration von 72 % Au (a) erhält man durch Fitten der Abhängigkeit von der AuPt-Dicke mit Gl. (4.15) eine ungefähre Spin-Diffusionslänge $\lambda_{sd} \approx 1.9$ nm (leider mit einem Fehler in der selben Größenordnung). Unter Verwendung von Gl. (4.30) lässt sich λ_{sd} auch aus der ISHE-Spannung (b), gemessen mit oop-Anregungsfeld $\mu_0 h_z$, ermitteln. Dazu wird die gemessene Spannung auf die frequenzabhängigen Parameter (ω , $\Im(\chi_{zz}^{res})$, χ_{yz}^{res} und h_z^2) und auch den Widerstand R normiert und anschließend zu $\lambda_{sd} \approx 2.8$ nm gefittet. Zusammen mit einer weiteren Probenreihe mit 66 % Au und den bekannten Werten für reines Pt und Gold in (c) lässt sich abschätzen, dass bis fast 80 % Au von einer Pt-ähnlichen Spin-Diffusionslänge ausgegangen werden kann. Daher ist es in diesem Bereich möglich, die Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S_{Py/AuPt}}$ (d) direkt aus dem zusätzlichen Dämpfungsbeitrag α_{sp} durch den Spin-Pumpen-Effekt zu berechnen. Ergänzend sind in (e) die experimentellen und theoretischen Ergebnisse für die Spin-Hall-Winkel abgebildet.

se Publikation wurde zusammen mit der Arbeitsgruppe Ebert an der LMU in München veröffentlicht. Dabei wurden deren theoretische Vorhersagen für den Spin-Hall-Winkel mit den Experimenten verglichen.

Hergestellt wurden die verschiedenen Py-Filme mit $\text{Au}_x\text{Pt}_{1-x}$ -Capping auf einem GaAs(001)-Substrat durch Magnetron-Sputtern in einer Ultrahochvakuumkammer. Der einzige Unterschied zu den bisher betrachteten Py/Pt-Proben ist, dass beim Sputtern der normalmetallischen Schicht zwei Sputterquellen synchron betrieben wurden (vgl. Ref. [18, 183]). Zur Bestimmung der Zusammensetzungen der AuPt-Legierungen (Alloys) wurden diese anschließend mit Röntgenphotoelektronenspektroskopie („X-ray Photoelectron Spectroscopy“ (XPS)) untersucht. Die Dicken sowohl der Py- als auch der AuPt-Schichten waren bei den FMR-Messungen jeweils $t_{\text{Py}} = t_{\text{AuPt}} = 12 \text{ nm}$ und die Mischungsverhältnisse in den AuPt-Legierungen variierten zwischen 20 %-80 % Au.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die verschiedenen Proben auf ihre Spin-Mixing-Conductivity untersucht. Zusätzlich wurde am Lehrstuhl auch mittels ISHE-Messungen versucht, die Spin-Diffusionslänge und den Spin-Hall-Winkel zu bestimmen. Um die Spin-Diffusionslänge für alle Proben abzuschätzen, wurde für zwei Proben mit 66 % und 72 % Au eine Dickenabhängigkeit von der AuPt-Dicke gemessen (Abb. 5.7a). Dazu wurde für die verschiedenen Proben jeweils eine Frequenzabhängigkeit der Linienbreite ausgewertet und anschließend mit einer tanh-Funktion (Gl. (4.15)) gefittet. Zusätzlich wird eine analoge Auswertung der ISHE-Spannung durchgeführt (Abb. 5.7b). Aus diesen Betrachtungen lässt sich schließen, dass λ_{sd} bis zu einer Konzentration von ca. 80 % Au in der Größenordnung von $\lambda_{\text{sd}}^{\text{Pt}}$ für Platin oder sogar niedriger ist. Dies erlaubt es, die Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/AuPt}}}$ mit $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/AuPt}}}$ gleichzusetzen und diese direkt aus dem Unterschied der Dämpfungen zu bestimmen.

Aus der Differenz der Dämpfungsparameter mit und ohne NM-Capping erhält man den Dämpfungsanteil durch das Spin-Pumpen. Aus diesem kann man direkt die Spin-Mixing-Conductivity berechnen (Abb. 5.7c). Durch Ergänzung der Literaturwerte für die reinen Normalmetalle wird deutlich ein linearer Zusammenhang zwischen der Spin-Mixing-Conductivity und der Au-Konzentration erkennbar. Unter Verwendung dieser Werte lässt sich für alle Mischungsverhältnisse aus den Messungen des Inversen Spin-Hall-Effekts der Spin-Hall-Winkel (Abb. 5.7e) bestimmen. Dieser zeigt für mittlere Mischungsverhältnisse eine deutliche Zunahme (der Wert bei 53 % Au ist mit aller Wahrscheinlichkeit auf einen Messfehler zurückzuführen.). Ergänzend sind hier auch die theoretisch berechneten Werte dargestellt, die auf Basis des „Kubo-Bastin linear response“ Formalismus an der LMU berechnet wurden (vgl. Ref. [183]). Die Abweichungen an den Rändern zu den „reinen“ Materialien sind auf Defekte/Verunreinigungen der gemessenen Materialien beim Wachstum zurückzuführen und können von der Theorie nur schwer

wiedergegeben werden. Im Großen und Ganzen bestätigt die Theorie allerdings die experimentellen Daten. Die etwas zu niedrigen Spin-Hall-Winkel sind lediglich darauf zurückzuführen, dass die Simulationen bei 0 K durchgeführt wurden.

5.3. Quantitativer Vergleich des Spin-Pumpens gemessen durch Erhöhung der Dämpfung und des Inversen Spin-Hall-Effekts an YIG/Pt

In diesem Abschnitt werden nun quantitativ die Resultate zum Spin-Pumpen aus Abschnitt 5.1 mit Messungen des Inversen Spin-Hall-Effekts verglichen. Durch das Spin-Pumpen kommt es auf Grund des Transfers eines AC-Spinstroms vom YIG in die Pt-Schicht zu einer erhöhten Dämpfung (vgl. Abschnitt 4.3). Gleichzeitig wird dieser gepumpte Spinstrom im Pt in einen Ladungsstrom umgewandelt, der wiederum detektiert werden kann (ISHE, vgl. Abschnitt 4.4). Diese beiden Effekte können nun unabhängig voneinander gemessen und somit detektiert werden. Es ist möglich, den Spinstrom, der im FM erzeugt wird, und den Spinstrom, der vom Pt absorbiert und in diesem in einen Ladungsstrom umgewandelt wird, voneinander zu separieren und einen Einfluss des statischen magnetischen Proximity-Effekts [168] oder des Spin-Memory-Loss-Mechanismus [173] an der YIG/Pt-Grenzschicht zu identifizieren. Beim Proximity-Effekt wird durch den Kontakt eines FM mit Pt in den ersten Atomlagen nahe der Grenzschicht ein magnetisches Moment induziert und das direkte Spin-Pumpen vom FM in das Pt wird unterdrückt. Stattdessen kommt es am Übergang zwischen dem ferromagnetischen (FM) Pt und dem paramagnetischen (PM) Pt zu einem Spin-Pumpen und nur das PM Pt führt auf Grund des ISHE zu einer messbaren Spannung. Im Gegensatz dazu wird beim Spin-Memory-Verlust angenommen, dass an der FM/NM-Grenzfläche ein Spinstrom verloren geht und somit nicht im NM als ISHE gemessen werden kann.

Die Messungen des ISHE an den bereits zuvor betrachteten YIG/Pt-Proben erfolgten am Walter-Meißner-Institut in München. Zur Anregung mit Mikrowellen wurden Messungen in einer X-Band-Mikrowellenkavität mit einer festen Frequenz 9.3 GHz durchgeführt. Parallel zu den ISHE-Messungen wurde dabei auch das FMR-Spektrum aufgenommen (Abb. 5.8). Für die ISHE-Messungen ist das externe Feld in der Probenebene senkrecht zu den Spannungsabgriffen. Das anregende Mikrowellenfeld $\mu_0 \vec{h}_{\text{rf}}$ liegt ebenfalls in der Probenebene senkrecht zum statischen Feld und somit parallel zu den Spannungsabgriffen (vgl. Abb. 5.8a). Bei der Betrachtung des Resonanzspektrums erkennt man, dass sich die Amplitude der Resonanzlinie bei Umkehr des externen Feldes nicht ändert (Abb. 5.8b). Im Gegensatz dazu dreht sich beim Inversen Spin-Hall-Effekt bei Umkehr des externen Feldes das Vorzeichen der Spannung um (Abb. 5.8c).

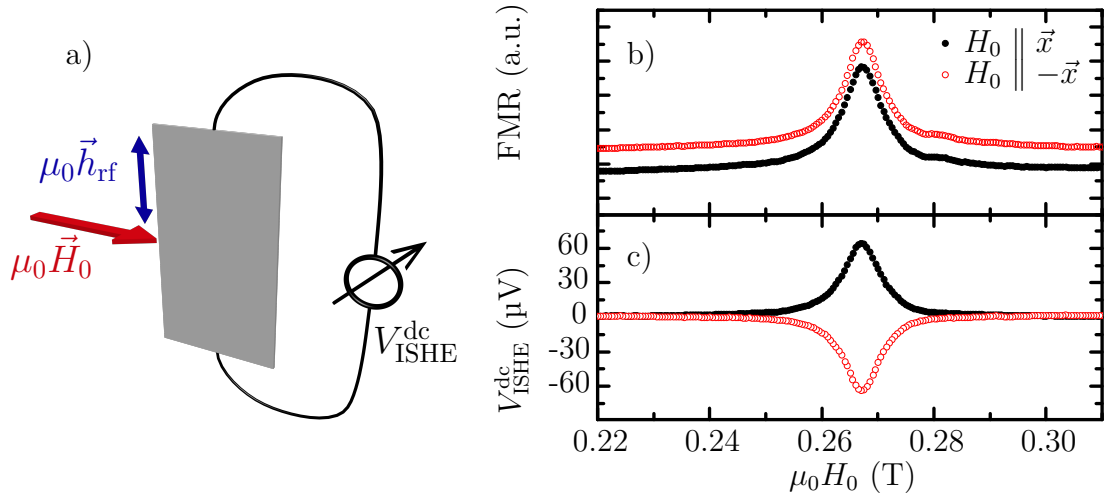


Abbildung 5.8.: In (a) ist das Messschema der FMR- (b) und ISHE-Messungen (c) an einer 58 nm YIG / 2 nm Pt Probe skizziert. Dabei hängt die Amplitude des durch FMR gemessenen Signals von der Stärke des statischen externen Feldes ab. Gleichzeitig kehrt sich das Vorzeichen der ISHE-Spannung bei Umkehr des externen Feldes um.

Durch Fitten mit einer symmetrischen Lorentzkurve (Gl. (4.21), (4.31)) lässt sich die Amplitude $V_{\text{ISHE}}^{\text{dc}}$ bestimmen. Im Gegensatz zu den allgemeinen Messungen an Py/Pt muss bei der Messung des ISHE an YIG kein zusätzlicher Beitrag durch den AMR (Gl. (4.37)) berücksichtigt werden und auch die Dicke t_{YIG} des YIG kann im Nenner der ISHE Spannung vernachlässigt werden. Unter Verwendung der in Ref. [156] mit verschiedenen Methoden bestimmten Werte für den Spin-Hall-Winkel $\alpha_{\text{SH}} = 0.11$ und für die Spin-Diffusionslänge $\lambda_{\text{sd}} = 1.5 \text{ nm}$ lässt sich für jede gemessene Probe eine Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Pt}}}$ berechnen. Dabei wurde das magnetische Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}} = 22 \text{ } \mu\text{T}$ aus Referenzmessungen mit paramagnetischer Resonanz [156] bestimmt.

Aus diesen Messungen bei Raumtemperatur erhält man für die YIG/Pt-Grenzschicht eine Spin-Mixing-Conductivity im Bereich $0.3 \times 10^{19} \leq \frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Pt}}} \leq 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ für YIG-Dicken kleiner 100 nm (im Durchschnitt $0.73 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$) und $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Au}}} = 0.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ für den YIG/Au-Übergang. Diese Werte sind im Durchschnitt etwas geringer als die zuvor gemessenen Werte, was möglicherweise ein Zeichen für den Spin-Memory-Loss an der Grenzfläche ist. Allerdings kann dies auch an kleinen Schwankungen des anregenden Mikrowellenfeldes liegen, da durch Abweichungen der Position der Probe in der Kavität das anregende Feld und damit auch $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/NM}}}$ um ca. einen Faktor 2 schwanken kann. Für YIG-Dicken größer 100 nm weichen die Werte deutlich ab, allerdings werden hier stehende Spinwellenmoden wichtiger, so dass die Auswertung als uniforme FMR-Mode

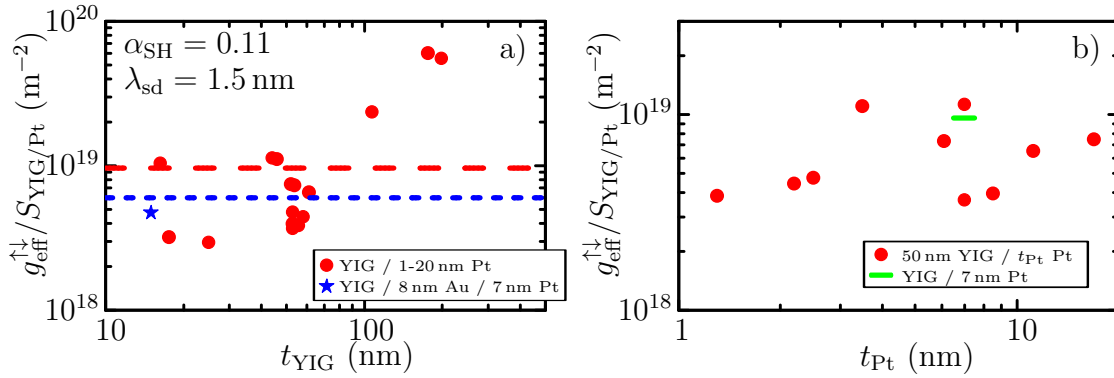


Abbildung 5.9.: Aus der ISHE-Spannung (Abb. 5.8c) lässt sich die effektive Spin-Mixing-Conductivity berechnen. In (a) ist die Spin-Mixing-Conductivity als Funktion der YIG-Dicke dargestellt. Zusätzlich wurden auch die Resultate aus der Erhöhung der Dämpfung für YIG/Pt (rot gestrichelt) und YIG/Au/Pt (blau gestrichelt) eingefügt. (b) zeigt die entsprechende Pt-Dickenabhängigkeit für ca. 50 nm YIG.

nicht mehr korrekt ist.

Eine Aussage über den Proximity-Effekt lässt sich leider mit den vorhandenen Messergebnissen nicht machen. Dafür wäre zusätzlich eine Pt-Dickenabhängigkeit für geringe Pt-Dicken notwendig. Im vorliegenden Fall ändert sich die effektive Spin-Mixing-Conductivity für Pt-Dicken kleiner ca. 5 nm nur unwesentlich im Vergleich zu höheren Dicken (Abb. 5.9b). Es kann lediglich abgeschätzt werden, dass die Spin-Diffusionslänge sehr klein im nm-Bereich ist, was auch dem Wert $\lambda_{\text{sd}} = 1.5 \text{ nm}$ aus Ref. [156] entspricht. In Anwesenheit eines Proximity-Effekts (auch für den Spin-Memory-Loss) würde sich eine größere Spin-Diffusionslänge bei der Bestimmung aus $V_{\text{ISHE}}^{\text{dc}}$ verglichen mit der Bestimmung aus der erhöhten Dämpfung erwarten lassen. Mit den gefundenen Ergebnissen (Abb. 5.9b) kann man aber in erster Ordnung darauf schließen, dass der Proximity-Effekt für einen YIG/Pt-Übergang keine entscheidende Rolle spielt, da die Längenskala eher gering ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Werte der Spin-Mixing-Conductivity aus beiden Messmethoden im Rahmen der Fehler quantitativ vergleichbar sind und gleichermaßen verwendet werden können.

5.4. Bestimmung des Auslenkwinkels parallel zur Messung des ISHE

Für die Bestimmung des Spin-Hall-Winkels aus den gemessenen ISHE-Daten ist es notwendig, ebenfalls die Auslenkung der präzedierenden Magnetisierung aus

der Gleichgewichtslage zu kennen. In den meisten Fällen (vgl. Ref. [18, 129, 142]) wird diese Auslenkung näherungsweise aus den berechneten dynamischen Suszeptibilitäten und dem simulierten magnetischen Mikrowellenfeld bestimmt. Hierbei besteht aber ein relativ großes Potential für Fehler, da z.B. die Mikrowellenleistung am Ort der Probe nur abgeschätzt werden kann. Durch Messung mit XMCD-FMR lässt sich dieses Problem aber teilweise zumindest für niedrige Frequenzen umgehen, da es dabei möglich ist, gleichzeitig die ISHE-Spannung und den dynamischen Auslenkwinkel (vgl. Abschnitt 3.3) zu messen.

In diesem Abschnitt werden die simultanen XMCD-FMR- und ISHE-Messungen für Py und YIG besprochen. An Py wurden ISHE-XMCD-FMR-Messungen mit einem anregenden Mikrowellenfeld in der Probenebene (Py-Streifen direkt unter der Signalleitung) und auch mit einem senkrechten Anregungsfeld (Py-Streifen in der Gap zwischen Signal- und Masseleitung) durchgeführt. Die Py-Streifen hatten dabei eine Abmessung von $10\text{ }\mu\text{m} \times 350\text{ }\mu\text{m}$ und eine Py-Dicke von 40 nm mit einem 10 nm Pt-Capping (Widerstand $R = 1.1\text{ k}\Omega$ des gesamten Streifens).

5.4.1. ISHE-Messungen mit einem in-plane Mikrowellenanregungsfeld an Py/Pt-Streifen

Für die Anregung in der Probenebene ist die Probengeometrie in Abb. 4.4 dargestellt. Der koplanare Cu-Wellenleiter (150 nm Cu-Dicke und $50\text{ }\mu\text{m}$ Signalleitung) wird für diese Messungen auf einer Si/SiN Membran strukturiert. Allerdings wird der Wellenleiter, um bei einem in-plane anregenden Feld sowohl XMCD-FMR als auch ISHE messen zu können, um 45° zum externen statischen Feld $\mu_0\vec{H}_0$ rotiert (vgl. Abb. 5.10c). Analog zum Vorgehen in den Kap. 3.3 und 6.3, wird auch hier durch Messung des statischen XMCD-Spektrums an der Fe-L₃-Kante ($\approx 710\text{ eV}$) gemessen und als Referenz für die dynamischen XMCD-Messungen verwendet. In Abb. 5.10a sind diese dynamischen XMCD-FMR-Resonanzspektren für 5.5 GHz bei 0° und 90° Phase zwischen Mikrowellen und den Röntgenpulsen (vgl. Abb. 3.10) dargestellt. Man erkennt deutlich, dass sich mit zunehmendem Anregungsfeld $\mu_0\vec{h}_{\text{rf}}$ auch die dynamische Auslenkung m_y erhöht. Parallel zur XMCD-FMR-Messung wurde auch die ISHE-Spannung V_{ISHE} aufgenommen (Abb. 5.10b). Deutlich ist die asymmetrische Linienform der ISHE-Spannung sichtbar.

Durch Fitten der XMCD-FMR-Spektren lässt sich die Auslenkung m_y in Resonanz in Abhängigkeit vom anregenden Mikrowellenfeld $\mu_0\vec{h}_{\text{rf}}$ bestimmen. Analog erhält man aus den ISHE-Resonanzspektren die Amplituden für symmetrische und antisymmetrische Lorentzkurven. Für V_{ISHE} würde man in der Regel eine rein symmetrische Lorentzkurve mit einer quadratischen Abhängigkeit von der Auslenkung der dynamischen Magnetisierung m_y erwarten (vgl. Abb. 5.10d und Gl. (4.31) und Ref. [18]). Allerdings wird diese ISHE-Spannung von einer zusätz-

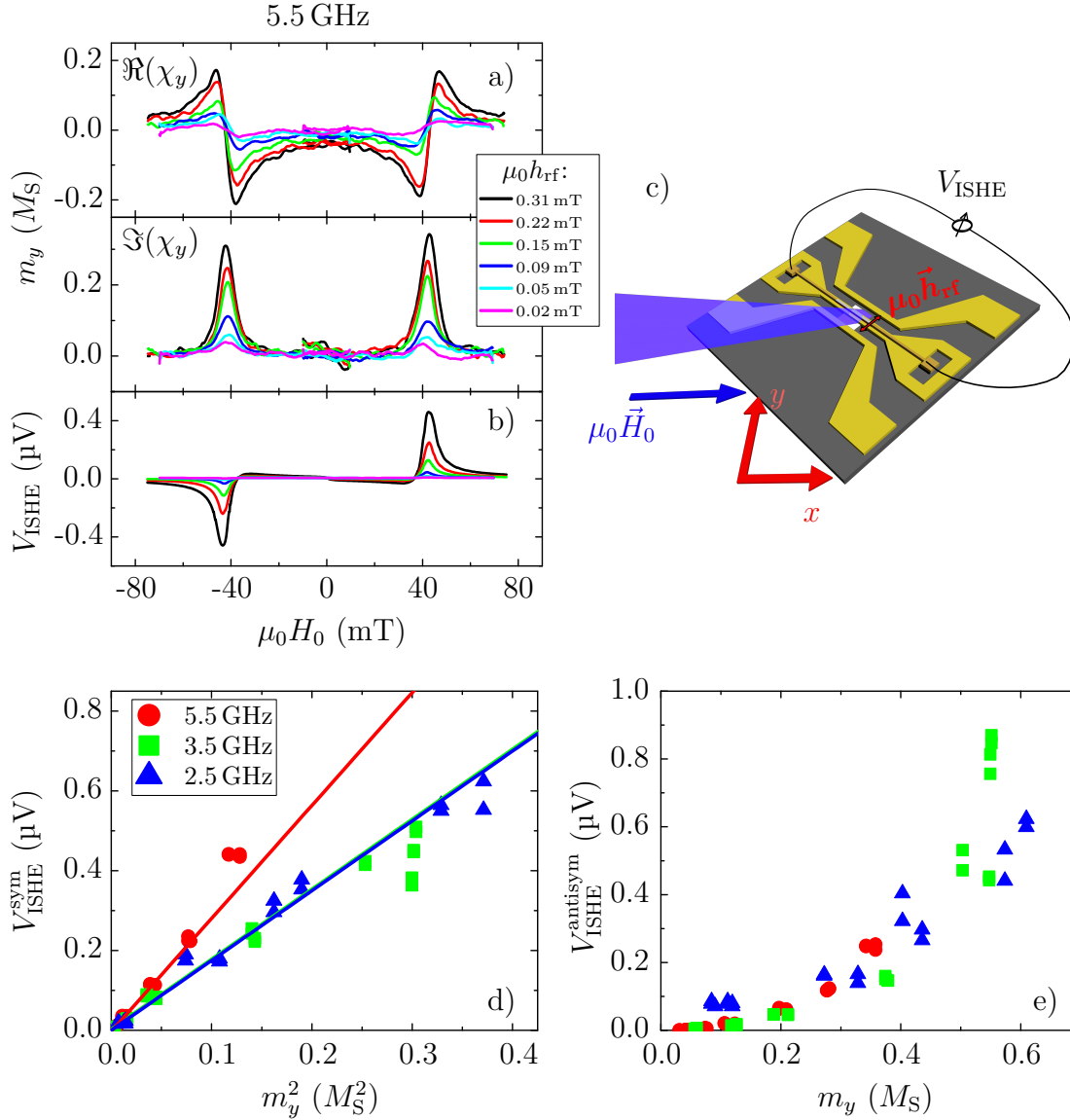


Abbildung 5.10.: Simultane Messungen der dynamischen XMCD-FMR (a) und des ISHE (b): In (c) ist ein Messschema für diese Messungen an einem Py/Pt-Streifen mit einem anregenden Feld $\mu_0 \vec{h}_{rf}$ in der Probenebene dargestellt. Für diese Messungen ist die Probe im Gegensatz zu den XMCD-Messungen in Abb. 3.9 und Abb. 3.10 um 45° in der Probenebene rotiert. Neben den in (a) abgebildeten Messungen der dynamischen Auslenkung m_y (als Bruchteil der Sättigungsmagnetisierung M_S) mit dynamischem XMCD wird zeitgleich auch die ISHE-Spannung (b) aufgezeichnet. Durch Fitten dieser Spannung mit einem symmetrischen und antisymmetrischen Lorentz und dem Auswerten der XMCD-Spektren lassen sich für die symmetrischen und antisymmetrischen Beiträge zur V_{ISHE} die in (d) und (e) dargestellten Abhängigkeiten von der dynamischen Auslenkung bestimmen.

lichen Spannung auf Grund des AMR (Gl. (4.37)) überlagert, der sowohl einen symmetrischen als auch antisymmetrischen Anteil besitzt. Dabei ist die Abhängigkeit von der Auslenkung der dynamischen Magnetisierung beim AMR nur linear (vgl. Abb. 5.10e). Bei genauer Betrachtung der antisymmetrischen Amplitude erkennt man aber, dass neben dem linearen Anteil auch ein quadratischer Beitrag vorhanden ist³.

Die symmetrische ISHE-Spannung in Abb. 5.10d kann man durch einen linearen Fit für die Messungen auswerten. Aus den linearen Fits lässt sich unter Verwendung von Gl. (4.31) mit dem Literaturwert $\lambda_{\text{sd}} = 1.5 \text{ nm}$ [129, 156] und der zuvor bestimmten Spin-Mixing-Conductivity für Py/Pt $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Pt}}} = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ (Abschnitt 5.2) ein über alle Frequenzen gemittelter Spin-Hall-Winkel berechnen:

$$\alpha_{\text{SH}} = 0.11 \pm 0.07 \quad (5.4)$$

Dieser Wert stimmt relativ gut mit den in Ref. [129] und in Ref. [156] ermittelten Werten überein. Für eine exaktere Analyse müssten aber zusätzliche Datenpunkte gemessen werden. Außerdem wird bei dieser Analyse der Beitrag des AMR ($V_{\text{AMR}}^{\text{sym}} \propto m_y$ vgl. Gl. (4.37)) vollständig vernachlässigt, was auch zu einem Fehler bei der Auswertung führt.

5.4.2. ISHE-Messungen mit einem senkrechten Mikrowellenanregungsfeld an Py/Pt-Streifen

Um den Beitrag des AMR vom ISHE-Signal zu separieren, kann der Py/Pt-Streifen nicht mit einem anregenden Mikrowellenfeld in der Probenebene untersucht werden. Dieses Problem kann durch ein anregendes Feld senkrecht zur Streifenebene für bestimmte Winkel (z.B. $\varphi_{\text{H}} = \varphi_{\text{M}} = 90^\circ$) behoben werden, da dort der AMR verschwindet (vgl. Gl. (4.38) und Ref. [18, 129]). Daher wird zusätzlich ein Streifen mit einem anregenden senkrechten Mikrowellenfeld und einem externen statischen Magnetfeld senkrecht zum Streifen analysiert (Abb. 5.11a).

Durch Auswertung analog zur Messung mit in-plane Anregung (Abb. 5.10) erhält man auch hier eine Abhängigkeit der ISHE-Spannung vom Quadrat der dynamischen Auslenkung der Magnetisierung (Abb. 5.11b). Aus dieser Auswertung erhält man schlussendlich für die gemessenen Frequenzen einen Spin-Hall-Winkel

$$\alpha_{\text{SH}} = 0.12 \pm 0.01. \quad (5.5)$$

³Auch die ISHE-Spannung hat einen antisymmetrischen Beitrag (vgl. Gl. (4.21)). Dieser ist aber für Py um einen Faktor $1/\mathcal{B}_{\text{eff}}^{\text{res}} \lesssim 10^{-3}$ kleiner als der symmetrische und daher zu vernachlässigen.

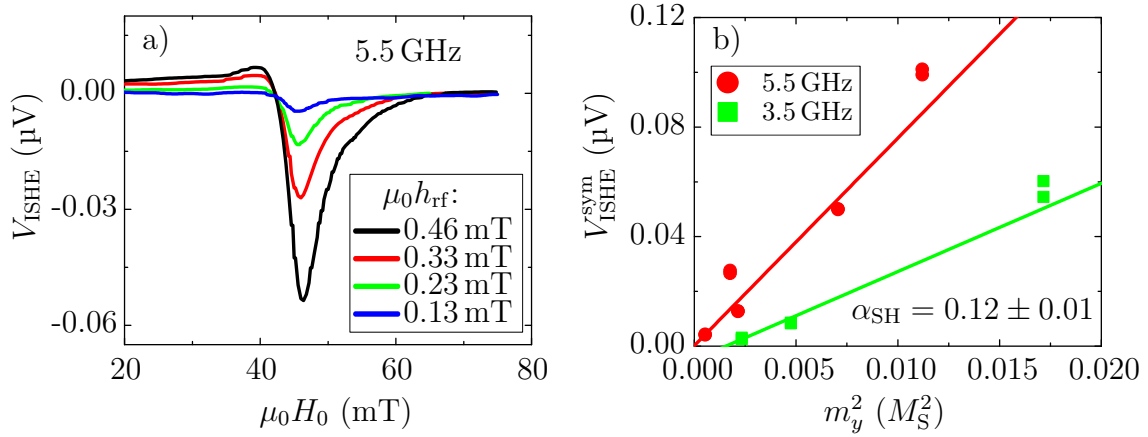


Abbildung 5.11.: ISHE-Messungen (a) bei einer Anregung senkrecht zur Streifen-ebene: Neben dem symmetrischen Anteil der gemessenen Spannung V_{ISHE} findet sich leider, trotz der Orientierung des externen Feldes senkrecht zum Streifen, ein antisymmetrischer Beitrag auf Grund des AMR. Dies liegt an der unzureichenden manuellen Ausrichtung der Probe. Durch Fit der dynamischen XMCD- (nicht dargestellt) und symmetrischen ISHE-Messungen (a) erhält man die Abhängigkeit der symmetrischen Amplitude (b) vom Quadrat der dynamischen in-plane Magnetisierung. Durch lineare Auswertung lässt sich daraus der Spin-Hall-Winkel $\alpha_{\text{SH}} = 0.12 \pm 0.01$ bestimmen.

Leider erkennt man auch in Abb. 5.11a einen antisymmetrischen Anteil zur ISHE-Spannung. Dies ist damit zu begründen, dass im verwendeten Aufbau keine Möglichkeit existiert, den Winkel exakt einzustellen. Durch einen geeigneten Aufbau ließe sich dies aber beheben.

Da in der Regel die Auslenkung nicht direkt gleichzeitig zum ISHE gemessen werden kann, ist es notwendig, die dynamische Suszeptibilität zu kennen (Abb. 5.12c). Diese kann durch einen linearen Fit der Auslenkung in Abhängigkeit vom anregenden Feld (Abb. 5.12a,b) bestimmt werden. Sie ist relativ gut mit den für Py/Pt berechneten Werten vergleichbar (durchgezogene Linien). Zusätzlich benötigt man für alle Berechnungen auch die Elliptizität der präzedierenden Magnetisierung, die sich wiederum aus den beiden Suszeptibilitäten bestimmen lässt (Abb. 5.12d).

5.4.3. Simultane ISHE- und XMCD-Messungen an YIG/Pt

In Anlehnung an die Messungen an Py/Pt kann man auch an YIG/Pt gleichzeitig zu den ISHE-Messungen die dynamische Auslenkung mittels XMCD bestimmen. Da in Isolatoren wie YIG kein AMR zu finden ist, hat dies unter anderem den Vorteil, dass die bei den ISHE-Messungen erhaltenen Spannungen auch nur vom ISHE herrühren können.

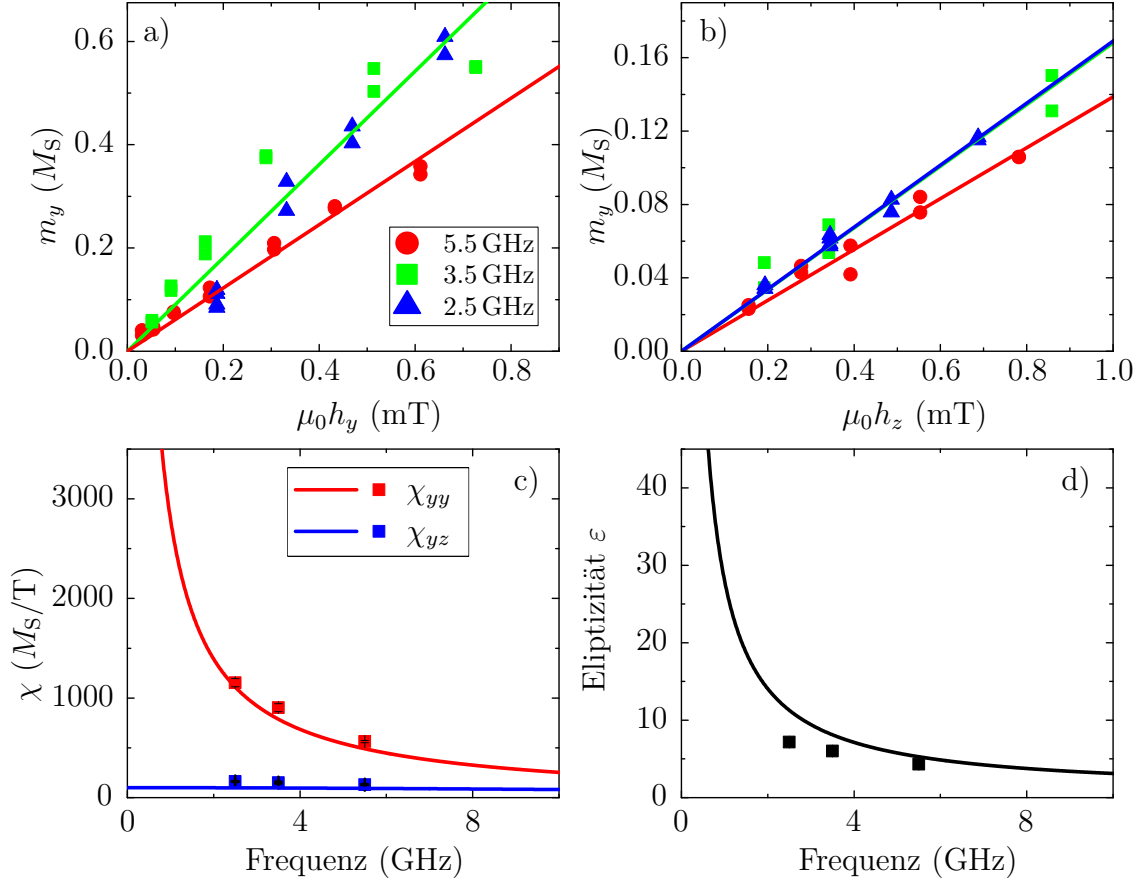


Abbildung 5.12.: Aus den XMCD-Messungen an Py/Pt-Streifen für die verschiedenen Anregungsfelder (in-plane/out-of-plane) erhält man die Abhängigkeiten (a) und (b) der dynamischen in-plane Auslenkung m_y vom anregenden Feld. Die dynamische Auslenkung m_y wird dabei in Einheiten der Sättigungsmagnetisierung M_S dargestellt. Die dynamischen Felder werden über den Verlust an Mikrowellenleistung durch die Probe abgeschätzt. Durch einen linearen Fit dieser Abhängigkeiten für die in-plane (a) und out-of-plane (b) Anregung gemäß Gl. (2.44) lassen sich daraus die beiden Beiträge χ_{yy} und χ_{yz} der dynamischen Suszeptibilität (c) und auch die Elliptizität (d) (Gl. (2.60)) berechnen. Die durchgezogenen Linien sind die berechneten Werte für Suszeptibilität und Elliptizität. (Für die Berechnung wurden die Standardwerte für Py/Pt $\mu_0 M_S = 0.9$ T, $\gamma = 1.85 \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$ und wegen des Spin-Pumpens der erhöhte Dämpfungsparameter $\alpha = 0.011$ verwendet.) Es ist erkennbar, dass die gemessenen Suszeptibilitäten etwas höher sind, als die berechneten. Dies führt zu einer zu niedrigen Elliptizität.

Für fast alle Untersuchungen an YIG wird diese Schicht wegen der ähnlichen Kristallstruktur auf Gadolinium Gallium Garnet (GGG) gewachsen [184, 185]. Dies hat zur Folge, dass die transmittierten Röntgenstrahlen nicht direkt mit einer entsprechenden Photodiode gemessen werden können, wie bei Proben auf Si/SiN-Membranen, sondern nur die Lumineszenz der Röntgenstrahlen im GGG-Substrat zu detektieren ist. Diese Technik wurde zuvor erfolgreich an verschiedenen Heusler-Alloys auf MgO [98] oder auch Al_2O_3 -Substraten (Saphir) verwendet [186, 187]. Dabei wird auf der Rückseite des GGG-Substrats eine Photodiode befestigt und die Lumineszenz der O_2 -Atome betrachtet [188]. Eine weitere Möglichkeit wäre gewesen, eine Photodiode evtl. mit einem Loch über der Probe zu montieren, um die Fluoreszenz der Röntgenstrahlen im YIG zu detektieren (vgl. Ref. [102, 103]). So wäre es möglich, die Photodiode näher an der Probe zu positionieren und dadurch den Wirkungsquerschnitt zu erhöhen, da die Röntgenstrahlen durch das Loch auf die Probe fallen könnten. Allerdings darf für Messungen mit Fluoreszenz die zu untersuchende magnetische Schicht nicht durch weitere Materialschichten bedeckt sein, da sonst die Detektion annähernd unmöglich wird. Bei unserer Probengeometrie (besonders mit einem Anregungsfeld in der Probenebene) befindet sich immer mindestens der koplanare Wellenleiter und eine dünne Pt-Schicht über der Probe und verhindert die Detektion der Röntgenfluoreszenz.

Für die Messungen in diesem Abschnitt wurden eine Vielzahl verschiedener YIG/Pt-Schichten auf einem GGG-Substrat untersucht und getestet. Da der gesamte Effekt sehr kritisch von der Qualität des verwendeten GGG-Substrats abhängt, konnten zwar bei fast allen unstrukturierten Proben statische XAS- und XMCD-Messungen durchgeführt werden (Abb. 5.13b,c). Allerdings waren in den meisten Fällen dynamische XMCD-FMR-Messungen nicht machbar, da das messbare Signal nicht nur durch das verwendete Substrat sondern auch zusätzlich durch die Strukturierung der Streifen reduziert wird. Gleichzeitig ist es auch nicht möglich, die YIG/Pt-Struktur beliebig breit zu machen, da sich der Streifen unter einer möglichst schmalen Signalleitung befinden sollte, um ein ausreichend großes anregendes magnetisches Mikrowellenfeld zu erhalten. Auch eine Platzierung in der Gap zwischen Signal- und Masseleitung ist keine Alternative, da man zwar ein ca. 20 % höheres senkrechtes Anregungsfeld hätte, aber wegen der dynamischen Suszeptibilität die messbare Auslenkung trotzdem deutlich kleiner wäre (vgl. Abb. 5.12a,b für Py). Letztendlich kamen YIG/Pt-Filme zum Einsatz, die an der Universität Leeds (Großbritannien) auf einem GGG-Substrat gesputtert wurden. Ähnliche YIG-Proben auf dem gleichen Substrat wurden auch an der Diamond Light Source (UK) Synchrotronquelle getestet und daher auch für unsere Experimente verwendet.

Die finalen 500 μm breiten und 3000 μm langen Streifen für die kombinierten ISHE- und XMCD-FMR-Messungen wurden mit Ionen-Strahl-Ätzen aus einer 20 nm YIG und 8 nm Pt Schicht herausgeätzt. Der Streifen hatte anschließend

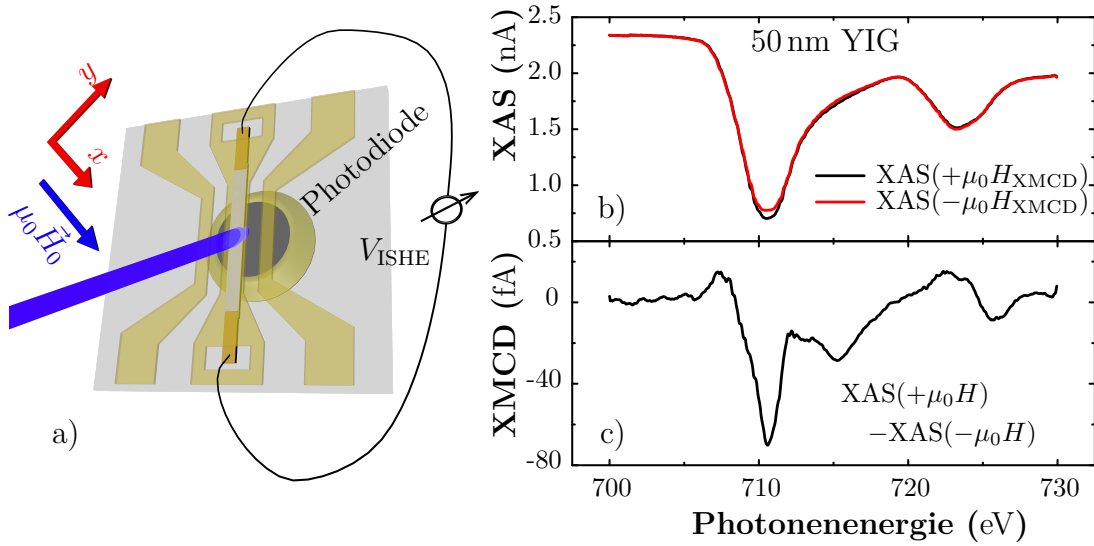


Abbildung 5.13.: Analog zu den kombinierten XMCD- und ISHE-Messungen bei Py/Pt (Abb. 5.10b) werden auch Messungen an YIG/Pt durchgeführt (a). Da das YIG aber auf einem GGG-Substrat gewachsen wurde, kann die Messung nicht mit einer Röntgenphotodiode durchgeführt werden, stattdessen wird die Photodiode direkt auf der Rückseite des Substrats platziert, um die Lumineszenz der Röntgenstrahlen im GGG zu detektieren. Durch Änderung der Photonenenergie erhält man für eine 50 nm YIG-Schicht die Röntgenabsorptionsspektren XAS (b) an der Eisen L_3 (710 eV) und L_2 (722 eV) Kante. Durch Subtraktion der XAS für positive und negative Felder $\mu_0 H_{\text{XMCD}}$ entlang der Strahlrichtung (vgl. Abb. 3.9) lässt sich das XMCD-Spektrum (c) berechnen.

einen Widerstand von $R = 190 \Omega$. Zur Isolation zwischen Streifen und Signalleitung wurde er mit insgesamt 50 nm SiO_2 und Al_2O_3 bedeckt und darauf wurde ein 150 nm dicker koplanarer Wellenleiter mit einer 550 μm breiten Signalleitung strukturiert (Abb. 5.13a). Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt bei Py/Pt beschrieben, wurde auch hier die Probe unter 45° zum extern angelegten statischen Magnetfeld orientiert (vgl. Abb. 5.10c).

Im Gegensatz zu den Messungen an Py/Pt sind die Messungen für YIG/Pt erheblich schwieriger. Da das dynamische XMCD-Signal in diesem Fall nur eine Amplitude in der Größenordnung von fA besitzt und somit an den Grenzen des Messbereichs ist, sind die Ergebnisse für die dynamischen Auslenkungen extrem fehlerbehaftet. Außerdem ist es für solch breite Wellenleiter mit 550 nm Signalleitung nur bedingt möglich, das anregende Feld abzuschätzen, da sich dieses über die Streifenbreite um mehr als einen Faktor 2 ändert. Die erhaltenen Abhängigkeiten vom anregenden Mikrowellenfeld sind in Abbildung 5.14d,e dargestellt. Für kleine Anregungen scheint die dynamische Auslenkung m_y einen Offset zu besitzen. Dies ist allerdings physikalisch unrealistisch, da ohne anregendes Mikrowellenfeld die Magnetisierung nicht präzediert. Es wird angenommen, dass dieser

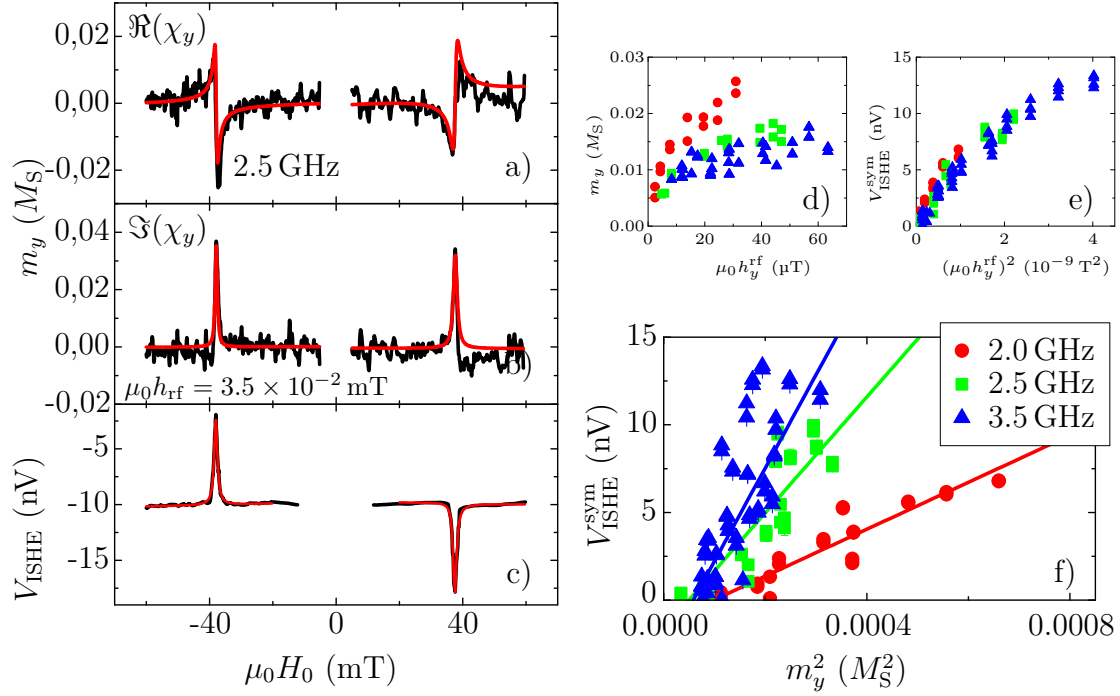


Abbildung 5.14.: Analog zu den Messungen an Py/Pt mit einem anregenden Feld in der Probenebene lassen sich auch ähnliche XMCD-FMR- und ISHE-Messungen (a,b,c) an YIG/Pt durchführen (Abb. 5.13a). Die in (a) und (b) dargestellten dynamischen Auslenkungen entsprechen dem Real- und Imaginärteil der dynamischen Suszeptibilität. Zeitgleich wird auch die ISHE-Spannung (c) gemessen. Durch Fitten der XMCD- und ISHE-Spektren lässt sich die dynamische in-plane Auslenkung (d) und die symmetrische Amplitude $V_{\text{ISHE}}^{\text{sym}}$ (e) in Abhängigkeit vom angelegten Mikrowellenfeld bestimmen. Wegen des isolierenden YIG ist die antisymmetrische Amplitude vernachlässigbar (vgl. c). Gleichzeitig lässt sich die ISHE-Spannung direkt mit der dynamischen Auslenkung in Verbindung bringen (f), um einen Spin-Hall-Winkel $\alpha_{\text{SH}} = 0.1 \pm 0.2$ zu bestimmen.

Effekt auf Schwierigkeiten bei der Messung und Auswertung zurückzuführen ist, da in diesem Bereich das Rauschen das eigentliche Signal überlagert. Das Einknicken der ISHE-Spannung für hohe Anregungsfelder ist durch Fehler bei der Bestimmung der Anregungsfelder verursacht.

Wegen des isolierenden YIG ist die gemessene ISHE-Spannung rein symmetrisch (vgl. Abb. 5.14c) und der Beitrag des AMR kann vollständig vernachlässigt werden. Obwohl das anregende Mikrowellenfeld $\mu_0 h_y^{\text{rf}}$ nur abgeschätzt ist, erhält man trotzdem direkt aus den Messungen die Abhängigkeit der ISHE-Spannung $V_{\text{ISHE}}^{\text{sym}}$ vom Quadrat der dynamischen Auslenkung m_y (Abb. 5.14f). Aus dem linearen Fit dieses Zusammenhangs für unterschiedliche gemessene Frequenzen lässt sich ein mittlerer Spin-Hall-Winkel $\alpha_{\text{SH}} = 0.1 \pm 0.2$ ermitteln. Dieser Wert stimmt in

etwa mit den bereits zuvor gemessenen Werten für Pt überein.

Um die Messung zu verbessern, könnte man versuchen, die YIG/Pt-Schicht zukünftig ebenfalls auf Si/SiN-Membranen zu wachsen. Im Rahmen dieser Arbeit war es leider nicht möglich eine solche Probe zu erhalten und zu untersuchen. Allerdings wurden in den letzten Monaten Versuche unternommen, YIG auch auf verschiedenen anderen Substraten zu wachsen [189–193]. Diese Filme sind in der Regel polykristallin und zeigen abhängig vom Substrat und den Wachstumsparametern eine sehr große Korngröße mit Größen der einzelnen Kristallite im μm -Bereich. Ein Wachstum von YIG/Pt auf Si/SiN wäre für eine zukünftige Untersuchung sehr interessant, da man bei Verwendung solcher Membranproben die Röntgenstrahlen direkt detektieren könnte und somit die Empfindlichkeit der Messung erhöht wäre. Außerdem wäre es dann möglich durch schmalere Wellenleiter höhere Anregungsfelder zu erreichen und evtl. nichtlineare Effekte zu untersuchen.

5.5. Temperaturabhängigkeit des Spin-Pumpens an YIG/Pt

Zusätzlich zu den Untersuchungen des Spin-Pumpens bei Raumtemperatur ist es wichtig, den Einfluss niedriger Temperaturen zu kennen. Dazu wurden während dieser Arbeit ebenfalls in Zusammenarbeit mit der Universität Leeds mehrere YIG- und YIG/Pt-Schichten mit einer Dicke von 40 nm YIG und 10 nm Pt untersucht. Diese YIG-Schichten wurden wie bereits im vorangegangenen Abschnitt auf einem GGG-Substrat durch rf-Magnetron-Sputtern bei einem Druck von 2.7×10^{-8} mbar gewachsen, anschließend für 2 Stunden bei 850 °C an Raumluft getempert („annealed“) und thermisch mit Pt bedampft.

Für die Betrachtung der Temperaturabhängigkeit werden verschiedene YIG- und YIG/Pt-Proben auf einem koplanaren Wellenleiter befestigt (vgl. Abb. 3.1) und in einem Kryostaten platziert, wodurch die Probe während der FMR-Messungen auf etwa 20 K abgekühlt werden kann. Die Messungen werden dabei in der in-plane Konfiguration (Abschnitt 2.4.3.3) mit einem externen statischen Magnetfeld in der Probenebene durchgeführt. In Abbildung 5.15c sind für diese YIG- und YIG/Pt-Proben bei 4 GHz die gemessenen Resonanzlinien dargestellt. Dabei lässt sich eine leichte Erhöhung der Linienbreite für die mit Pt bedeckte Schicht im Vergleich zur unbedeckten YIG-Probe erkennen. Auch zeigt sich für sehr niedrige Temperaturen eine Verschiebung der Resonanzposition und eine Erhöhung der Linienbreite um ein Vielfaches. Durch Fitten der Resonanzlinien (rote Linien), wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten, lässt sich die Resonanzposition und die Linienbreite bestimmen (analog zu Abb. 5.2). Die erhaltenen Frequenz-

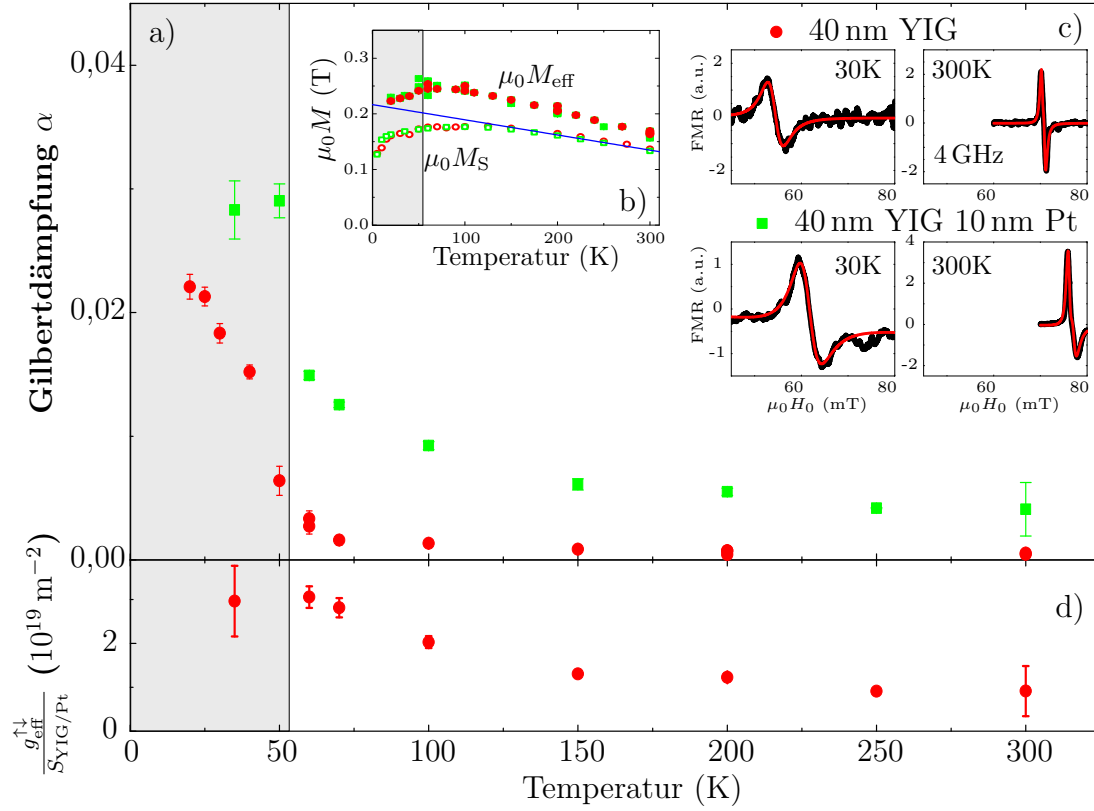


Abbildung 5.15.: Die Temperaturabhängigkeiten der gemessenen Magnetisierung (b) und der Gilbertdämpfung (a) lassen sich aus frequenzabhängigen FMR-Messungen (c) in der Probenebene für verschiedene gesputterte YIG- und YIG/Pt-Proben bestimmen. Zusätzlich wird auch das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = (1.97 \pm 0.03) \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$ ermittelt. Bereits aus der Betrachtung der verschiedenen Resonanzlinien (c) bei 4 GHz erkennt man eine leichte Erhöhung der Linienbreite für die verwendeten YIG/Pt-Schichten. In (b) wird ergänzend zu der mit FMR gemessenen effektiven Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}}$ die mit SQUID gemessene Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$ eingefügt. Außerdem wird die Sättigungsmagnetisierung mit einem $T^{3/2}$ -Gesetz gefittet (vgl. Ref. [194–197]). Durch Vergleich der Dämpfungen mit und ohne Pt-Deckschicht lässt sich zusammen mit der interpolierten Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$ die effektive Spin-Mixing-Conductivity (d) berechnen. Die Ergebnisse für niedrige Temperaturen sind wegen der hohen Linienbreite und wegen vorhandener Inhomogenitäten schwierig zu messen. Dieser Bereich ist daher grau hinterlegt, da auch die berechnete Spin-Mixing-Conductivity in diesem Bereich unsicher ist.

abhängigkeiten des Resonanzfeldes für die verschiedenen Temperaturen werden anschließend mit der Kittelgleichung (2.55) ausgewertet, um die effektive Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}}$ (Abb. 5.15b) und das gyromagnetische Verhältnis γ zu bestimmen. Für das gyromagnetische Verhältnis erhält man nach dieser Auswertung $\gamma = (1.97 \pm 0.03) \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{T s}}$ ($g = 2.25 \pm 0.04$) ohne eine wesentliche erkennbare Temperaturabhängigkeit. Dieser im Vergleich zu den vorherigen Messungen etwas erhöhte Wert ist auf das gesputterte YIG zurückzuführen. Da dieser Parameter unabhängig von der Temperatur ist [198] und es leicht zu Fehlern beim Fit der effektiven Magnetisierung kommen kann, falls auch γ ein freier Fitparameter ist, wird γ für die weitere Auswertung der effektiven Magnetisierung in Abb. 5.15b als Konstante verwendet.

Aus den gemessenen Linienbreiten für die YIG- und YIG/Pt-Proben kann die in Abbildung (Abb. 5.15a) dargestellte Abhängigkeit der Dämpfung von der Temperatur ermittelt werden. Dabei werden sowohl die Ergebnisse verschiedener ausgedehnter Filme als auch Bruchstücke und Streifen der gleichen ausgedehnten Schichten berücksichtigt. Allerdings finden nicht alle Messungen Verwendung, da teilweise die Dämpfung auf Grund von Inhomogenitäten deutlich erhöht ist. Diese Inhomogenitäten führen zu einer Superposition mehrerer Resonanzlinien, die auch durch einen simultanen Fit für mehrere Resonanzlinien nicht separiert werden können. Dabei zeigt sich durch Vergleich von strukturierten Streifen⁴ und Bruchstücken der gleichen Probe, dass diese Proben teilweise nicht nur lateral, sondern auch senkrecht zum Film eine inhomogene Struktur aufweisen.

Für die gemessenen Proben zeigt die Dämpfung im Bereich von ca. 300-60 K nur eine leichte Zunahme mit abnehmender Temperatur. Dies deckt sich auch sehr gut mit den Messungen an Py, bei denen in großen Temperaturbereichen (50-300 K) keine Abhängigkeit der intrinsischen Dämpfung von der Temperatur erkennbar ist (vgl. Ref. [37]). Unterhalb von 60 K steigt die Gilbertdämpfung α bei YIG rapide an und beginnt bei ca. 25 K leicht abzuflachen. Dieses Verhalten unterhalb von ca. 60 K ist sehr schwierig zu interpretieren, da in diesem Temperaturbereich die Messungen wegen der hohen Linienbreite schwierig auszuwerten sind.

Generell kann das Ansteigen der Dämpfung durch Inhomogenitäten und Unreinheiten in den einzelnen Kristalliten im polykristallinen gesputterten YIG verursacht werden, da beim Wachstum nur schwer zu verhindern ist, dass Verunreinigungen der YIG-Schicht durch seltene Erdmetalle z.B. Gadolinium eingebracht werden (Ref. [198–200]). Auch ist bekannt, dass bei YIG in Verbindung mit einem GGG-Substrat an der Grenzfläche Gadolinium (Gd) aus dem Substrat in die YIG-Gitterstruktur diffundiert und dort eine GdIG-Schicht bildet. Dieses ist auch an der Abweichung der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$ und der effektiven Magnetisierung $\mu_0 M_{\text{eff}}$ vom $T^{3/2}$ -Fit für sehr niedrige Temperaturen erkennbar

⁴Es wurden Streifen strukturiert, um Inhomogenitäten in der Ebene zu reduzieren.

(Abb. 5.15b). Da Gd das magnetische Verhalten dort dominiert und die magnetischen Momente des Gd der Magnetisierung im YIG entgegengerichtet sind, ist die Sättigungsmagnetisierung in diesem Bereich reduziert. Allgemein kann eine solche antiparallele Ausrichtung der magnetischen Momente zu einer Erhöhung der Gilbertdämpfung führen, wie sie in Abb. 5.15a für die YIG- und YIG/Pt-Schicht erkennbar ist. Letztendlich ist aber auch denkbar, dass durch die GdIG-Schicht ein zusätzlicher Spin-Pumpen-Beitrag zur Dämpfung auf Grund eines Spinstroms vom GdIG ins paramagnetische GGG-Substrat [201–203] vorhanden ist. Aus den vorhandenen Daten können diese Beiträge nicht separiert werden. Um den Anstieg der Dämpfung bei niedrigen Temperaturen durch die GdIG-Schicht auszuschalten, kann das GGG-Substrat einfach durch z.B. Yttrium Aluminium Granat (YAG) ersetzt werden.

Für die Betrachtung des Spin-Pumpen-Effekts am YIG/Pt-Übergang ist allerdings die Erhöhung der Gilbertdämpfung durch obige Effekte nicht relevant, da sowohl die YIG- als auch die YIG/Pt-Schichten gleichermaßen betroffen sind. Daher lässt sich durch Subtraktion der Dämpfungswerte (Abb. 5.15a) der Beitrag des Spin-Pumpens α_{sp} zur Dämpfung separieren. Unter Verwendung der mit SQUID-Magnetometrie gemessenen Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_S$ lässt sich die effektive Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Pt}}}$ bestimmen (Abb. 5.15d). Diese Auswertung zeigt eine leichte Zunahme der Spin-Mixing-Conductivity mit abnehmender Temperatur. Für sehr kleine Temperaturen ($T < 50$ K) sind die Ergebnisse aufgrund der Streuung der Dämpfungswerte nicht aussagekräftig. Auch die reduzierte Sättigungsmagnetisierung in diesem Temperaturbereich kann einen Einfluss auf die Spin-Mixing-Conductivity haben.

Die leichte Erhöhung der Spin-Mixing-Conductivity bei niedrigen Temperaturen kann man nicht einfach erklären, da man auf Grund der erwarteten Zunahme der Spin-Diffusionslänge λ_{sd} vielmehr eine leichte Reduktion der Spin-Mixing-Conductivity erwarten würde (vgl. Ref. [204] und [18, 129]). In Ref. [127] wird ebenfalls von einer temperaturunabhängigen Spin-Mixing-Conductivity ausgegangen. Damit lässt sich zusammenfassen, dass die Spin-Mixing-Conductivity evtl. eine leichte Temperaturabhängigkeit besitzt und die Temperaturabhängigkeit der Dämpfung bei niedrigen Temperaturen aller Wahrscheinlichkeit nach durch die Gd-Atome an der Grenzschicht zwischen YIG und GGG-Substrat beeinflusst ist.

5.6. Zusammenfassung der wichtigsten gemessenen Spin-Pumpen-Parameter

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten zahlreiche Parameter, die für das Spin-Pumpen wichtig sind, bestimmt wurden, werden diese hier kurz für die verschiedenen gemessenen Materialien zusammengefasst und mit Literaturwerten ergänzt. Der erste Parameter ist die Spin-Mixing-Conductivity $\frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}}$, die nur von der Grenzschicht zwischen FM und NM abhängig ist:

Materialsystem	$\frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{FM/NM}}} (10^{19} \text{ m}^{-2})$	Ref.
YIG/Pt	0.94	Abb. 5.4, [124]
YIG/Au	0.6	Abb. 5.4, [124]
Py/Pt	2.5	Abschnitt 5.2, [122, 147]
Py/Au	1.1	Abschnitt 5.2, [18]
Py/Pd	2.1	Abschnitt 5.2, [122]
Py/Ta	< 0.1	Abb. 5.6, [18]
Py/W	< 0.1	Abb. 5.6, [18]

Neben diesem sehr wichtigen Grenzflächen-Parameter existieren auch noch diverse Materialparameter, die hauptsächlich vom verwendeten Normalmetall abhängen. Hierbei wurde die Spin-Diffusionslänge λ_{sd} und der Spin-Hall-Winkel α_{SH} untersucht:

Normalmetall	λ_{sd} (nm)	Ref.	α_{SH}	Ref.
Pt	1.5-4.5	Abb. 5.5, [18, 156]	0.15	Abb. 5.11, [129, 147]
Au	31	[178]	0.05	[18]
Pd	9	[205]		

6. Messungen an Nanoobjekten - Zylindrische Permalloy-Scheiben

Auf der Suche nach neuen Speichersystemen wurden in den letzten Jahren verschiedene Strukturen erforscht. Dabei wurden auch nanometer- und mikrometergroße zylindrische Scheiben auf ihre statischen und dynamischen Eigenschaften untersucht. Diese sind zwar auf Grund der Größe im Vergleich zu vorhandenen Speichermedien für diese Entwicklung eher uninteressant, können aber als grundlegendes Modellsystem für Wechselwirkungen und komplexe dynamische Systeme verwendet werden [31, 32]. In diesem Abschnitt werden anfangs kurz einige grundlegende Aspekte zylindrischer Scheiben besprochen. Dazu werden auch der Grundzustand und verschiedene Spinwellenmoden im FMR-Spektrum von Permalloy-Scheiben betrachtet. Für die Untersuchung wird Permalloy verwendet, da dieses Material keine kristallinen Anisotropien besitzt. Anschließend wird in Abschnitt 6.3 die Abhängigkeit der dynamischen Auslenkung der Magnetisierung betrachtet. Zusätzlich zu den Experimenten werden auch mikromagnetische Simulationen durchgeführt, um die verschiedenen Moden zu identifizieren.

6.1. Grundzustand zylindrischer Scheiben

Grundsätzlich bilden sich in ferromagnetischen Materialien Domänenstrukturen, um die magnetostatische Energie zu minimieren. In kleinen Elementen sind wegen der Größe Domänenwände meist energetisch von Nachteil. Für zylindrische ferromagnetische Scheiben (Disks) mit einem Durchmesser d_{Disk} von wenigen Nanometern bis Mikrometern, deren Dicke $t_{\text{Disk}} \ll d_{\text{Disk}}$ viel kleiner als ihr Durchmesser ist, führt dies zu einer Ausrichtung der Spins wie in Abbildung 6.1a dargestellt. Dabei werden die magnetischen Momente in der Probenebene tangential ausgerichtet, um die Dipolenergie durch den geschlossenen Fluss zu minimieren. Die Orientierung kann dabei im Uhrzeiger- („clockwise“ (CW)) oder im Gegenuhzeigersinn („counterclockwise“ (CCW)) sein (Abb. 6.1c). Im Zentrum der zylindrischen Scheiben führt dies zu einer erhöhten Austauschenergie. Um diese ebenfalls zu minimieren, orientieren sich die Momente im Zentrum senkrecht zur Scheibe und bilden einen nach oben (up) oder nach unten (down) weisenden Vortextkern (VC), dessen Durchmesser in der Größenordnung der Austauschlänge (≈ 10 nm für Permalloy) ist. Damit ergeben sich vier mögliche Zustände (2 Ro-

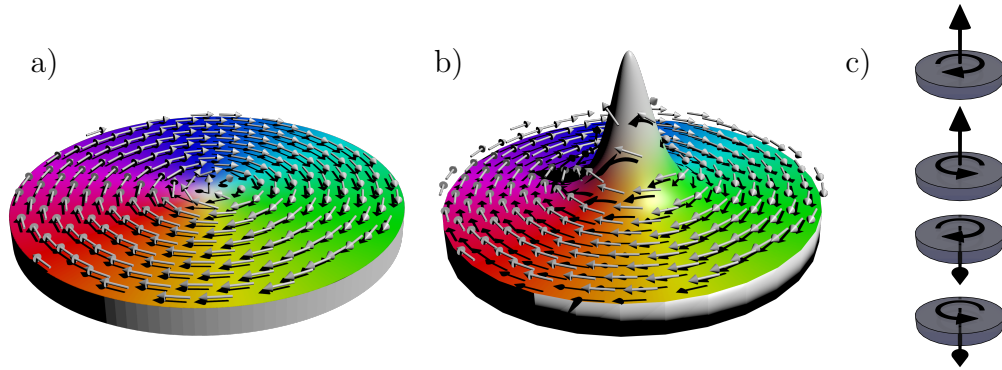


Abbildung 6.1.: Schematische Skizze der Vortex-Konfiguration in einer zylindrischen ferromagnetischen Scheibe (a): Die magnetischen Momente sind in der Probenebene ausgerichtet. Im Zentrum der Scheibe weisen die Momente aus der Ebene heraus, um die Austauschwechselwirkung zu reduzieren. Zusätzlich ist in (b) zur besseren Verdeutlichung die Komponente M_z senkrecht zur Scheibe dargestellt. Man erkennt, dass die magnetischen Momente nur in einem sehr kleinen Bereich um das Zentrum aus der Ebene herausweisen. In (c) sind zusätzlich die vier möglichen Vortex-Konfigurationen skizziert [2, 33, 210–215].

tationen und 2 Polarisationen) [33, 206–216]¹.

In einem externen statischen Magnetfeld (vgl. Abb. 6.2) bewegt sich der Vortextkern, vermittelt durch die Zeemanenergie, senkrecht zu einem in der Ebene angelegten Feld und wird je nach den Dimensionen der Scheiben aus der Scheibe hinausgeschoben (Annihilation). Oberhalb dieses Annihilationsfeldes sind die magnetischen Momente in der Scheibe größtenteils uniform parallel angeordnet. Wird das Feld wieder reduziert, bleibt dieser quasiuniforme Zustand bestehen, bis ein bestimmtes Feld unterschritten wird und sich der Vortex erneut bildet (Nukleation) [2, 35, 51, 207, 217–219]. Aus den Messungen in Ref. [207] ist deutlich erkennbar, dass die Form und die charakteristischen Felder der Hysteresis stark von den Abmessungen der zylindrischen Scheiben abhängen und sich bei zu geringen Durchmessern kein Vortex mehr bildet, sondern die gesamte Magnetisierung als einzelne Domäne gemäß dem Stoner-Wohlfarth-Modell rotiert [35]. Für runde Scheiben mit einem Durchmesser von 690 nm wird in Abbildung 6.2a,c dieses Verhalten für zwei verschiedene Dicken verglichen. Dabei erkennt man, dass der quasiuniforme Zustand für dünnere Scheiben wegen der höheren entmagnetisierenden Felder senkrecht zur Scheibe länger stabil ist und erst nach Umkehr der Richtung des externen Feldes durch den Vortex-Zustand abgelöst wird. Aus weiteren Simulationen (nicht abgebildet) findet man, dass bereits sehr kleine Feldkomponenten, die nicht in der Ebene liegen, ausreichen, um das benötigte Feld

¹Wird der Durchmesser der Scheiben weiter reduziert, verschwindet die Vortex-Konfiguration wieder und es entsteht eine kollineare eindomänige Phase der magnetischen Momente [206].

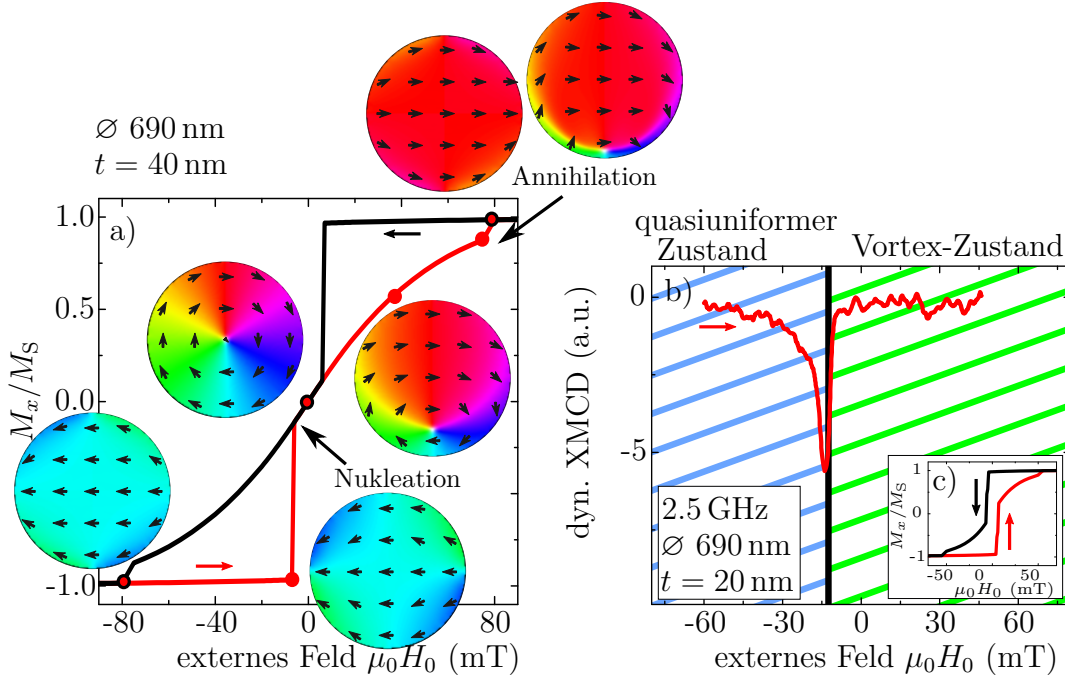


Abbildung 6.2.: Die in-plane Hysterese (a) einer 40 nm dicken Permalloy-Scheibe mit 690 nm Durchmesser wurde mit MuMax3 simuliert (die Dimensionen entsprechen den zylindrischen Scheiben aus den nachfolgenden Experimenten). Für zylindrische Scheiben mit einem Vortex-Grundzustand bildet sich abhängig von den Maßen der Scheiben bei einem bestimmten Feld ein Vortex (Nukleation), der bei höheren Feldern an den Rand gedrängt wird und dort verschwindet (Annihilation). Die Rotation der Orientierung des Vortex ist dabei zufällig und hängt in der Realität auch von Pinnigzentren und Defekten ab. In (c) findet man die analoge Hysterese für eine Dicke von 20 nm. Hier bleibt die quasiuniforme Mode bis zu positiven Feldern erhalten und springt erst dann in den Vortex-Zustand. Für diese Scheiben wurden auch experimentell das hysteretische Verhalten (nicht dargestellt) und das Erscheinen des Vortex bei Messungen der dynamischen XMCD-FMR (b) beobachtet. Dabei wird die Scheibe bei hohen negativen Magnetfeldern uniform magnetisiert. Anschließend wird das Feld langsam erhöht um die quasiuniforme FMR zu untersuchen. In (b) erkennt man, dass das dynamische XMCD-FMR-Signal wegen der Nukleation des Vortexkerns abrupt einbricht. Diese Nukleation geschieht bei den dynamischen Messungen bereits früher als bei den Simulationen der statischen Hysterese, da die für den Schaltprozess notwendige Energie durch die Anwesenheit der Mikrowellenfelder bereits früher erreicht ist.

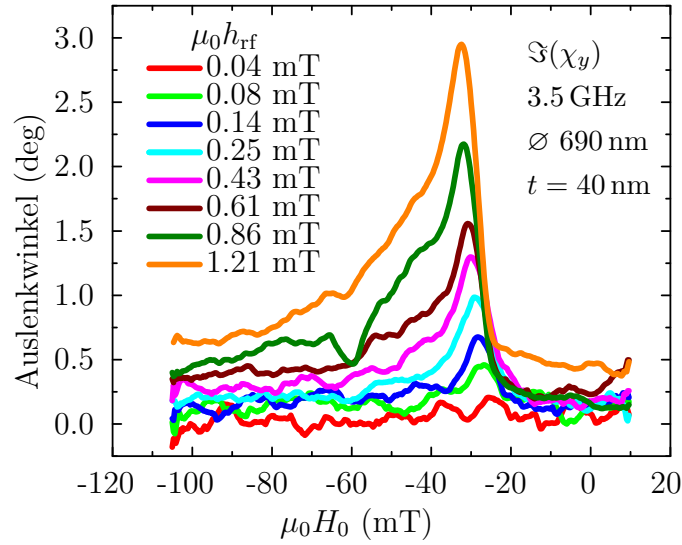


Abbildung 6.3.: Der dargestellte Auslenkwinkel (unnormiert) der in-plane Komponente m_y der dynamischen Magnetisierung in Py-Scheiben mit dem Durchmesser $\varnothing 690$ nm und der Dicke 40 nm zeigt für 3.5 GHz nur eine geringe Abhängigkeit der Position des Übergangs in den Vortex-Zustand vom anregenden Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$. Der Übergang ist etwas ausgeschmiert, da auf Grund von minimalen Größenunterschieden und Defekten nicht alle Py-Scheiben auf der untersuchten Fläche bei dem exakt gleichen Feld in den Vortex-Zustand schalten.

für den Übergang zu reduzieren.

Das beschriebene hysteretische Verhalten und das Umschalten in den Vortex-Zustand beobachtet man auch bei den Messungen der dynamischen XMCD-FMR für niedrige Frequenzen (vgl. Abb. 6.2b und 6.3). Bei diesen Resonanzmessungen werden die Py-Scheiben erst durch ein hohes negatives Magnetfeld in einen annähernd uniform (quasiuniform) magnetisierten Zustand gebracht. Wird anschließend das externe Magnetfeld langsam erhöht (Abb. 6.2b), erkennt man, abhängig von den Dimensionen der Scheiben, einen abrupten Einbruch im gemessenen Signal wegen der Nukleation des Vortex. Bei den gemessenen zylindrischen Scheiben ($\varnothing 690$, 470 und 260 nm und Dicke 40 und 20 nm) findet man diesen Übergang für 2.5 GHz. Für die 40 nm dicken Scheiben ist dieser Übergang zusätzlich auch bei 3.5 GHz sichtbar, und man erkennt, dass mit abnehmendem Durchmesser und zunehmender Dicke das Feld für den Übergang ansteigt. Die angelegte Mikrowellenfrequenz hat dabei keinen Einfluss auf die Position des Übergangs. Lediglich eine höhere Mikrowellenleistung (höheres anregendes Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$) verschiebt den Übergang zu etwas niedrigeren Feldern (vgl. Abb. 6.3). Die maximalen Auslenkwinkel am Übergang lassen sich durch die Position der Ferromagnetischen Resonanz und des Schaltfeldes erklären.

6.2. Spinwellenmoden in zylindrischen magnetischen Scheiben

Neben dem Grundzustand gibt es natürlich angeregte Zustände in einem magnetischen System. Diese sogenannten Spinwellenmoden wurden bereits in Abschnitt 2.6 allgemein für ausgedehnte dünne Filme besprochen. Wird die Struktur nun weiter auf einen dünnen Streifen, eine rechteckige oder sogar runde Struktur eingeschränkt, müssen auch entsprechende zusätzliche Randbedingungen eingeführt werden. Auf Grund dieser Randbedingungen sind nur noch bestimmte Spinwellenmoden zulässig. In kleinen magnetischen Strukturen, deren Größenordnungen den Wellenlängen der Spinwellen entsprechen, können in diesen Richtungen Moden stehender Wellen auftreten. Diese können analog zu den Chladnischen Klangfiguren [220] (vgl. Abb. 6.4) in der klassischen Mechanik betrachtet werden [2, 221–224].

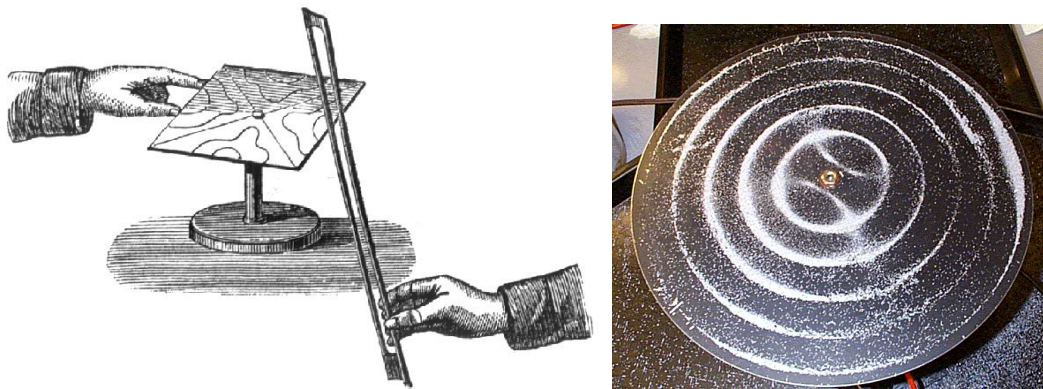


Abbildung 6.4.: In (a) ist das Prinzip zur Erzeugung Chladnischer Klangfiguren dargestellt. In den Experimenten von Chladni [220] wird eine Metallplatte durch einen Geigenbogen in Schwingung versetzt. In feinem Sand wird dadurch das Modenmuster sichtbar [2]. (b) zeigt das Modenmuster einer runden Platte. Bei runden Platten zeigen sich auch radiale Modenmuster [225].

Für zylindrische Scheiben wurden die Spinwellenmoden von Guslienko und Slavin [226] theoretisch und experimentell unter anderem von Buess et al. [223] untersucht. Es zeigt sich, dass im Grundzustand die Magnetisierungsverteilung als Produkt einer Besselfunktion und einer winkelabhängigen Funktion beschrieben werden kann (vgl. Gl. (A.55)). Bei der Charakterisierung der Spinwellenmoden mit niedrigen Modennummern in mikrometergroßen radialen Strukturen zeigen sich auf Grund der lateralen Größe hauptsächlich dipoldominierte Spinwellen (vgl. Abschnitt 2.6.1). Dabei entsprechen die radialen Spinwellen den magnetostatischen Oberflächenmoden (Damon-Eshbach Moden (DE)) und die azimuthalen Moden den Backward Volume Wellen (BV) [222]. Auf Grund von Inhomogenitäten der internen Felder treten zusätzlich auch austauschdominierte Moden auf [227, 228].

Die Austauschwechselwirkung wird bei Anregung höherer Moden wichtiger und kann dann nicht mehr vernachlässigt werden [2, 229–232].

In diesem Abschnitt werden die dynamischen Eigenschaften und Spinwellenmoden in magnetischen zylindrischen Scheiben am Beispiel von NiFe- (Permalloy-) Scheiben mit $1.6\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser und 50 nm Höhe untersucht. Dazu werden Resonanzmessungen mit dem in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen VNA-FMR-Aufbau betrachtet. Zur Identifikation der gefundenen Moden werden mikromagnetische Simulationen herangezogen.

Die in diesem Abschnitt gemessenen NiFe- (Permalloy-) Strukturen wurden mit Magnetron-Sputtern gewachsen. Für die zylindrischen Scheiben wurde mit Elektronenstrahlolithographie ein großes Array (Raster) runder Scheiben strukturiert. Die Scheiben wurden dabei auf einem quadratischen Gitter angeordnet, so dass der Abstand der Scheiben dem halben Durchmesser entspricht. Dadurch lässt sich die Wechselwirkung der Scheiben untereinander weitgehend reduzieren. Zur Anregung mit Mikrowellen wurden die zylindrischen Scheiben mit einem koplanaren Wellenleiter mit einer 30 nm breiten Signalleitung (Signalline) bedeckt.

6.2.1. Resonanzspektrum zylindrischer Py-Scheiben mit $1.6\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser und 50 nm Höhe

Zur Untersuchung der diversen Anregungsmoden zylindrischer Scheiben wird das VNA-FMR-Absorptionsspektrum (vgl. Abb. 6.5) gemessen. Dabei werden für verschiedene externe statische Felder die Absorptionsspektren aufgenommen und die Ergebnisse grauskalencodiert zusammengefasst. Bei genauer Betrachtung lassen sich zwei Bereiche unterscheiden. Im Ausschnitt zwischen ungefähr -15 mT und 15 mT findet man verschiedene Spinwellenmoden im Frequenzbereich zwischen 4 bis 8 GHz . Außerhalb dieses Bereichs ist eine starke Hauptmode, ähnlich der uniformen FMR-Mode, erkennbar. Daneben findet sich etwas unterhalb eine zusätzliche Mode. Oberhalb der Hauptmode ist mit Abstand von ca. 2 GHz noch eine sehr schwach angeregte Mode erkennbar. Diese beiden Fälle werden im Folgenden diskutiert.

6.2.2. Spinwellenmoden im Vortex-Zustand in zylindrischen Scheiben

In Abbildung 6.5 ist erkennbar, dass sich die Dynamik des Vortex-Zustandes deutlich von der Dynamik der uniformen Mode unterscheidet. In Abbildung 6.6a ist analog zu den Messungen das simulierte Spektrum dargestellt. Auch hier erkennt man das im vorherigen Abschnitt besprochene hysteretische Verhalten. Dies ist,

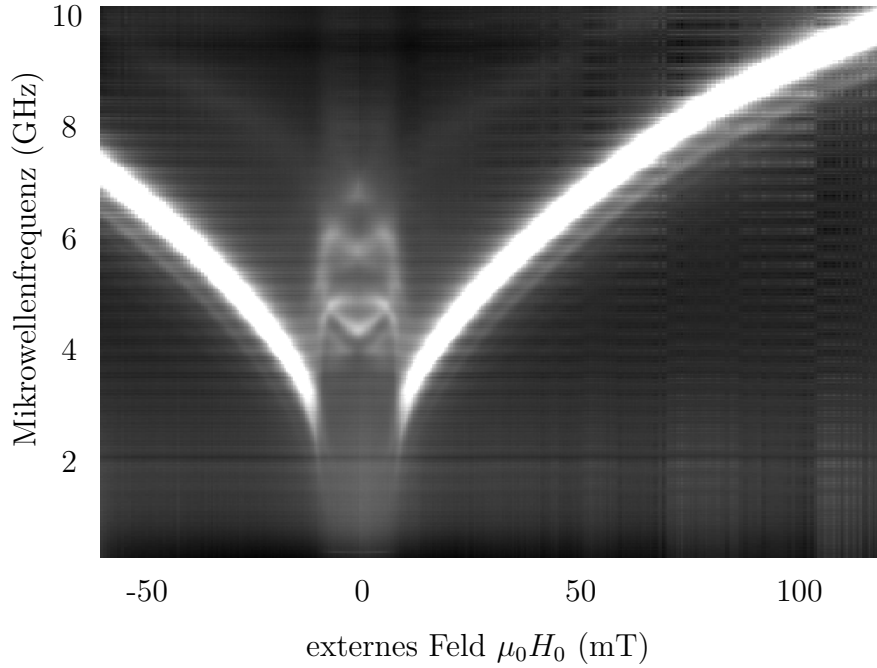


Abbildung 6.5.: Das dargestellte Mikrowellenabsorptionsspektrum für 50 nm dicke Py-Scheiben mit einem Durchmesser von 1.6 μm lässt sich mit einem VNA-FMR-Aufbau aufnehmen.

messtechnisch bedingt, bei den gemachten VNA-Messungen nicht sichtbar². Für $\mu_0 H_0 = 0 \text{ mT}$ ist in Abbildung 6.6b und c das experimentelle und simulierte Resonanzspektrum dargestellt. Der Unterschied zwischen diesen Spektren ist durch Abweichungen in den realen Dimensionen der Scheiben begründet.

Der erste in Abb. 6.6c erkennbare Anregungszustand ist die Gyromode. Bei dieser Mode bewegt sich der gesamte Vortextkern. Diese Bewegung kann durch die Thiele Gleichung beschrieben werden. Die Frequenz liegt, abhängig vom Verhältnis von Durchmesser zur Dicke der zylindrischen Scheiben, zwischen 50 MHz und 1 GHz [32, 33, 215, 216, 233–235]. Mit dem VNA war es nicht möglich die Absorptionslinie der Gyromode im gemessenen Spektrum aufzulösen. Für Frequenzen ungefähr eine Größenordnung höher, verglichen mit der Gyroeigenfrequenz, besitzt die Vortexstruktur auch Spinwelleneigenmoden. Diese werden durch die radialen ($n = 1, 2, 3, \dots$) und die azimuthalen ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$) Modennummern beschrieben [2, 215, 222, 223, 236]. Durch die Wechselwirkung zwischen dem Vortextkern und den azimuthalen Spinwellen kommt es zur Aufhebung der Entartung zwischen der Rotation im Uhrzeigersinn (CW, $m \leq 0$) und im

²Zwischen den einzelnen Spektren der Messung in Abb. 6.5 wurde jeweils eine Referenzmessung bei einem hohen Feld gemacht. Das Feld für die Referenzmessung war dabei für negative Felder negativ und für positive Felder positiv.

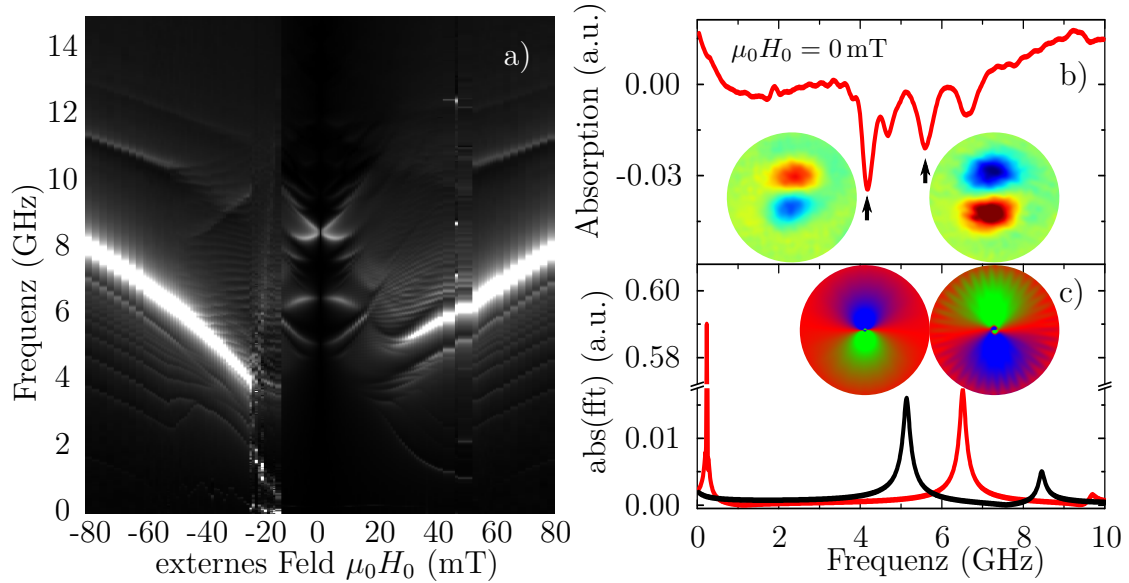


Abbildung 6.6.: Das Mikrowellenresonanzspektrum (a) wurde für eine 50 nm dicke Scheibe mit einem Durchmesser von 1.6 μm simuliert. Dieses lässt sich sehr gut mit Abb. 6.5 vergleichen. (Die Linienbreite der Gyromode bei ca. 0.25 GHz ist zu schmal, um in dieser Darstellung erkennbar zu sein.) (b) ist das experimentelle VNA-FMR-Spektrum ohne ein zusätzliches externes Feld und (c) zeigt analog dazu die Simulation. Die roten und schwarzen Linien entsprechen einem Rotationssinn im bzw. gegen den Uhrzeigersinn (CW bzw. CCW). Die Unterschiede in den Spektren lassen sich dadurch erklären, dass offenbar die Dimensionen der simulierten Scheiben etwas zu klein im Vergleich zu den realen Scheiben sind. Weiter ist in (c) für die ersten beiden Spinwellenmoden (5.2 GHz und 6.5 GHz) die jeweilige Magnetisierungsverteilung dargestellt. Diese Spinwellenmoden wurden auch analog mit zeitaufgelöstem Kerreffekt (b) detektiert. Die in den Scheiben dargestellte Komponente entspricht jeweils der dynamischen m_z -Komponente.

Gegenuhrzeigersinn (CCW, $m > 0$), und zu einer erkennbaren Frequenzaufspaltung (Abb. 6.6c) [210, 215, 216, 236–241]. Für die ersten beiden Spinwellenmoden ($n = 1$, $m = \pm 1$) wurde zusätzlich auch die Verteilung der Magnetisierung aus den Simulationen extrahiert. Für den Fall ohne externes statisches Magnetfeld wurde ebenfalls eine Messung des zeitaufgelösten Kerreffekts gemacht. Der Vergleich mit den simulierten Daten zeigt dabei eine gute Übereinstimmung. Sowohl das Experiment als auch die simulierten Daten deuten darauf hin, dass die zweite, häufig als $n = 1$, $m = +1$ (vgl. Ref. [33]) bezeichnete, Spinwellenmode bereits von einer höheren azimuthalen Mode überlagert wird. Dies ist bei den MOKE-Messungen wegen des Auflösungsvermögens von ca. 450 nm nur durch die Intensität und Struktur der Mode erkennbar.

Bei Betrachtung der Simulation der Anregungsmoden (Abbildung 6.7) erkennt

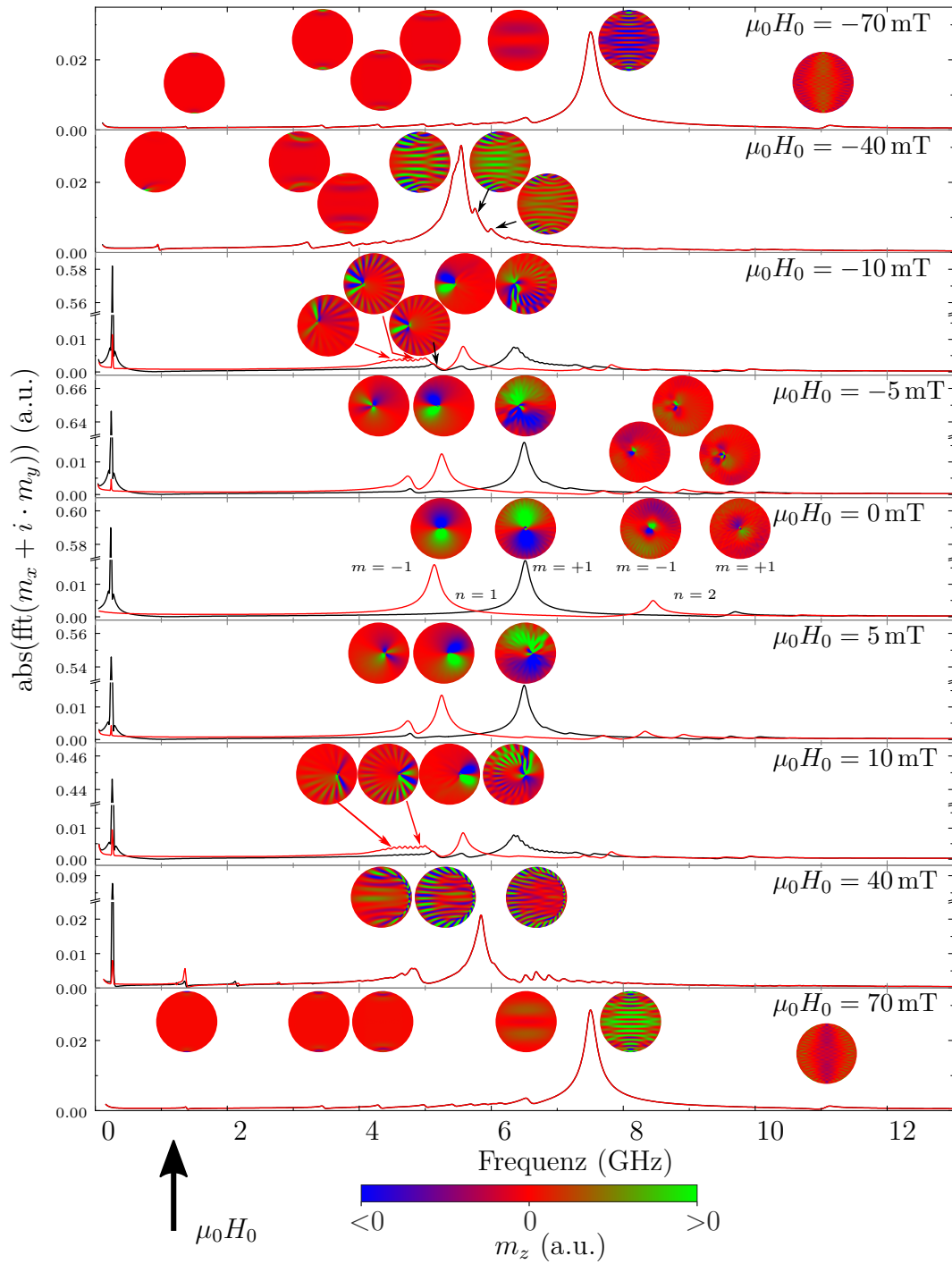


Abbildung 6.7.: Simulation verschiedener Moden für unterschiedliche externe Magnetfelder $\mu_0 H_0$ nahe des Vortex-Zustandes für 50 nm dicke Py-Scheiben mit einem Durchmesser von $1.6 \mu\text{m}$: Die farblich dargestellten Moden entsprechen der jeweiligen m_z -Komponente der Magnetisierung, die roten/schwarzen Kurven entsprechen einem Drehsinn im bzw. gegen den Uhrzeigersinn (CW bzw. CCW).

man als Erstes, dass die Gyrofrequenz im Gegensatz zu den Frequenzen der übrigen Spinwellenmoden unabhängig von der Position des Vortexkerns ist. Erst bei sehr großer Auslenkung nahe der Annihilation des Vortex kommt es zu einer kleinen Frequenzverschiebung [216, 242]. Für $\mu_0 H_0 = 0$ mT werden alle dargestellten Moden mit einer Frequenz größer 6 GHz von einer höheren azimuthalen Mode überlagert.

Bei sehr kleinen Feldern $\mu_0 H_0 = \pm 5$ mT ist der Vortexkern aus dem Zentrum senkrecht zur Richtung des angelegten Magnetfeldes ($\mu_0 \vec{H}_0 \parallel \vec{y}$) verschoben. Um diesen herum finden sich ebenfalls die bereits gesehenen ($n = 1, m = \pm 1$) Moden, deren Frequenzen (ca. 5.2 GHz und 6.5 GHz) sich etwas annähern. Außerdem erscheint etwas unterhalb eine ($n = 1, m = -2$) Mode. Diese wird ebenso wie die ($n = 1, m = +1$) Mode von höheren azimuthalen Moden überlagert, die sich unterhalb, respektive oberhalb, bilden.

Für $\mu_0 H_0 = 40$ mT wird das Spektrum im Kontrast zu $\mu_0 H_0 = -40$ mT noch vom Vortex bestimmt. Gleichzeitig verschmelzen die Reste der ($n = 1, m = \pm 1$) Moden zu einer quasiuniformen Mode bei 5.8 GHz. Diese ist allerdings, auch unter Berücksichtigung von $\mu_0 H_0 = -40$ mT, ± 70 mT, schwer mit einer uniformen Mode im klassischen Sinne vergleichbar, da sie von den Randmoden, die sich an den Polen (in Richtung des externen Feldes) der zylindrischen Scheiben bilden und mit zunehmender Frequenz immer weiter in die Scheiben reichen, überlagert werden. Diese Moden erkennt man bei genauer Betrachtung $\mu_0 H_0 = \pm 70$ mT unterhalb der Hauptmode durch kleine Anregungen an den Polen (oben und unten) der Scheiben (Bei Vergrößerung sind diese Moden ganz am Rand deutlicher sichtbar.). Für noch höhere Frequenzen bilden sich auch senkrecht zum externen Feld weitere Knoten (vgl. $\mu_0 H_0 = \pm 70$ mT bei 11.1 GHz). Verständlicherweise ist entsprechend den externen Feldern hier auch die Präzessionsrichtung der magnetischen Momente umgekehrt.

6.2.3. Quasiuniforme Resonanzmoden in zylindrischen Scheiben

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben, verschwindet für die untersuchten $\varnothing 1.6 \mu\text{m}$ Py-Scheiben der Vortex-Zustand für Felder oberhalb von ca. 50 mT. Gleichzeitig sind die Spinwellenmoden nicht mehr so deutlich erkennbar (vgl. Abb. 6.6, 6.7 und auch 6.5) und es bildet sich ein Resonanzzustand, welcher mit der uniformen FMR eines uniform magnetisierten ausgedehnten Films oder eines uniform magnetisierten Ellipsoiden vergleichbar ist.

Experimentell (Abb. 6.5) findet man für Felder größer 15 mT eine deutliche Hauptabsorptionslinie, die auf Grund der Feld- und Frequenzabhängigkeit große Ähnlichkeit mit der uniformen Resonanzmode besitzt, bei der die gesamte Probe uniform präzediert. Allerdings konnte man bereits in Abbildung 6.7 sehen,

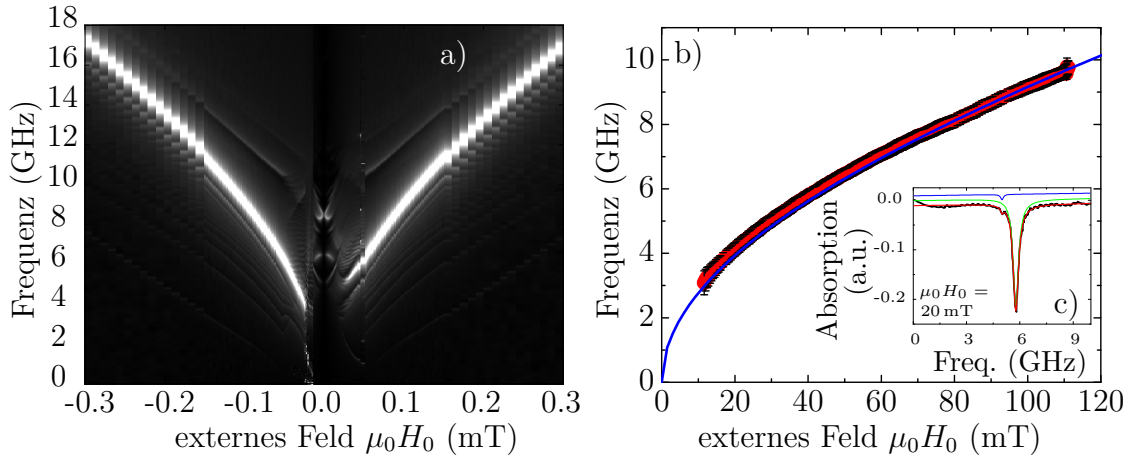


Abbildung 6.8.: Simuliertes Spektrum (a) von $\varnothing 1.6 \mu\text{m}$ Py-Scheiben mit Abstand von $0.8 \mu\text{m}$: Dabei sind deutlich die bereits aus dem Experiment (Abb. 6.5) bekannten Haupt- und Nebenabsorptionslinien sichtbar. Durch Fitten der quasiuniformen Resonanzmode dieser experimentellen Daten (Abb. 6.5) mit einer Lorentzkurve (c) lässt sich die Frequenzabhängigkeit der Resonanzposition (b) bestimmen. Diese wiederum lässt sich mit der Kittel Resonanzbedingung (6.1) fitten, um den entmagnetisierenden Faktor $N_z = 0.96 \pm 0.01$ zu bestimmen. Die Abweichung vom Fit liegt in der Existenz von Randmoden begründet, die die uniforme Resonanzmode überlagern.

dass diese Mode durch Randmoden und im Übergangsbereich zwischen Vortex-Zustand und quasiuniformen Zustand auch durch den Vortex beeinflusst wird. Neben dieser Mode finden sich noch zwei weitere Moden. Die erste ist nur knapp unterhalb der quasiuniformen Mode und die zweite sehr schwache Mode verläuft im Abstand von etwa 2.5 GHz bis 3 GHz über der Hauptmode. Analog zu den Betrachtungen im vorangegangenen Abschnitt kann man auch hier einen Vergleich zu den Simulationen (Abb. 6.8a) anstellen. Dort sind ebenfalls die beschriebenen Moden erkennbar. Zusätzlich werden weitere Moden, die sich unterhalb der Hauptmode anschließen, sichtbar (vgl. 6.7 $\mu_0 H_0 = \pm 70 \text{ mT}$).

Durch Betrachtung der Hauptmode als uniforme FMR-Mode kann man versuchen die magnetischen Eigenschaften zu untersuchen. Üblicherweise würde man daraus die Dämpfung bestimmen, dies ist leider nur schwer möglich, da die vorhandenen Moden die gesamte uniform präzedierende Magnetisierung reduzieren. Des Weiteren werden auch diese Moden angeregt und beeinflussen durch Überlagerung die Linienbreite und damit die Dämpfung der uniformen Mode. Betrachtet man die Feldabhängigkeit der Resonanzposition, so lassen sich Aussagen über die entmagnetisierenden Faktoren der Scheiben treffen.

Das Spektrum für 20 mT ist exemplarisch in Abb. 6.8c dargestellt und mit einer lorentzförmigen Fitfunktion untersucht. Dort sieht man auch die beiden bereits erwähnten Moden bei 5 und 5.7 GHz. Zusätzlich ist bei ca. 8.5 GHz eine weitere

sehr breite Resonanzlinie sichtbar. Durch Wiederholen des Fits für die verschiedenen externen Felder $\mu_0 H_0$ ergibt sich die Feldabhängigkeit der Resonanzposition (Abb. 6.8b). Wegen der Ähnlichkeit der Frequenzabhängigkeit dieser Moden mit der Frequenzabhängigkeit der uniformen Mode liegt es nahe, diese Abhängigkeit mit der Kittelgleichung (6.1) zu fitten. Wegen der Formanisotropie zylindrischer magnetischer Scheiben muss dabei der Entmagnetisierungstensor (2.25) berücksichtigt werden. Für zylindrische Strukturen wird dieser nur vom Verhältnis aus Höhe t und Radius r der Zylinder bestimmt. Für $t \ll r$ kann eine zylindrische Scheibe näherungsweise als Ellipsoid betrachtet werden und es gilt, wegen der kreisrunden Form in der Ebene: $N_x = N_y = \frac{1}{2}(1 - N_z)$. Damit ergibt sich folgende Fitfunktion [2, 87]:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{\mu_0 H_0 (\mu_0 H_0 + (1.5N_z - 0.5) \mu_0 M_S)} \quad (6.1)$$

Aus dem Fit erhält man für $N_z = 0.96 \pm 0.01$ und $N_x = N_y = 0.02 \pm 0.01$. Leider müssen wegen der großen Ungenauigkeit der Datenpunkte die Parameter $\mu_0 M_S = 1.0 \text{ T}$ und $\gamma = 181.2 \frac{\text{GHz}}{\text{T}}$ [18] für Permalloy beim Fit als Konstanten angenommen werden. Obige Berechnung für Ellipsoide kann für $t \ll r$ qualitativ zur Analyse herangezogen werden. In Realität sind die internen Felder in einer runden Scheibe nicht uniform und die FMR-Mode ist quasiuniform. Dadurch erhöht sich die Frequenz der quasiuniformen Mode bei Reduktion des Radius [87, 243]. Analog zu den experimentellen Daten kann man auch hier die Position der quasiuniformen Mode aus den simulierten Daten mit der Kittelgleichung (6.1) auswerten und es ergibt sich ein entmagnetisierender Faktor $N_z = 0.93$. Dieser Unterschied zu dem Ergebnis aus dem Experimente ist wieder ein Hinweis, dass der Radius der experimentellen Scheiben etwas zu groß ist. Bereits Mitte des letzten Jahrhunderts wurden für sehr flache runde Ellipsoide ($r \gg t$) die entmagnetisierenden Faktoren von J.A. Osborn [243] bestimmt:

$$N_z = 1 - \frac{\pi}{4 \frac{r}{t}} + \frac{2}{\left(2 \frac{r}{t}\right)^2} \quad (6.2)$$

Für die betrachteten $\varnothing 1.6 \mu\text{m}$ Py-Scheiben ergibt sich ein Wert von $N_z = 0.95$ der relativ gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt. Da aber nur in einem uniformen Ellipsoiden auch das entmagnetisierende Feld uniform ist, gilt diese Näherung nur für hinreichend große Scheiben. In zylindrischen Strukturen ist dies im Allgemeinen nicht der Fall [244, 245]. Daher wurde einige Jahre später für beliebige Zylinder eine weitere Näherung von Sato et al. [246] bestimmt, welche ebenfalls den Wert $N_z = 0.93$ des Fits der oben simulierten Daten liefert:

$$N_z = \frac{1}{8 \frac{r}{t\sqrt{\pi}} + 1} \quad (6.3)$$

Auch diese Berechnung ist erneut nur eine Näherung. Für einen beliebig geformten uniform magnetisierten Körper kann der entmagnetisierende Tensor analog zu

Joseph und Schlömann [244] bestimmt werden. Durch Fouriertransformation der den Körper darstellenden Funktion $D(\vec{r})$ lassen sich die Komponenten N_{ij} des entmagnetisierenden Tensors im Fourierraum bestimmen [247–251]:

$$N_{ij}(\vec{k}) = \frac{D(\vec{k})}{k^2} k_i k_j \quad (6.4)$$

Durch Rücktransformation in den Realraum mit der inversen Fourier-Transformation erhält man $N_{ij}(\vec{r})$ [249–251]:

$$N_{ij}(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi^3} \int d^3\vec{k} \frac{D(\vec{k})}{k^2} k_i k_j e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (6.5)$$

Dieser Ausdruck erfüllt die Bedingung, dass die Spur von $N_{ij}(\vec{r}) = 1$ im Inneren des Körpers ist und im Außenbereich verschwindet ($\hat{=} D(\vec{r})$) [247, 249, 250]:

$$\text{tr}[N_{ij}(\vec{r})] = D(\vec{r}) \quad (6.6)$$

Bei unseren mikromagnetischen Simulationen mit MuMax3 wird der entmagnetisierende Tensor zu Beginn jeder Simulation berechnet. Dabei werden starke geometrische Näherungen verwendet [114, 247]. MuMax3 nimmt bei den Berechnungen des entmagnetisierenden Tensors eine konstante Magnetisierung [252] und ein gemittelt entmagnetisierendes Feld in jeder einzelnen Zelle an [114].

6.3. Lineare und nichtlineare Auslenkung der präzedierenden Magnetisierung in zylindrischen Permalloy-Scheiben

Für die Spinwellendispersionsrelation eines ausgedehnten dünnen Films findet man innerhalb der Grenzen der Dispersionsmannigfaltigkeit immer eine resonante Spinwellenmode, da die Dispersionsmannigfaltigkeit kontinuierlich ist (vgl. Abb. 2.5). Werden die Dimensionen weiter auf beispielsweise zylindrische Scheiben eingeschränkt, werden die Spinwellenmoden wegen der zusätzlichen Randbedingungen auch in der Ebene quantisiert und sind nicht mehr kontinuierlich. Dies verändert sowohl das lineare als auch nichtlineare Resonanzverhalten der Probe [2, 87]. Die vorhandenen Moden und Zustände werden durch den Radius und die Höhe der zylindrischen Scheiben bestimmt [253]. In Ref. [87] wird gezeigt, dass mit abnehmendem Radius die Entartung zwischen der Hauptanregung (räumlich uniforme FMR-Mode) und den höheren Spinwellenmoden verschwindet. Ist eine Streuung der uniformen Mode in diese Spinwellenzustände nicht mehr möglich und können auch Suhl-Instabilitäten vernachlässigt werden, so führt dies zu einer deutlichen Erhöhung der Lebenszeit und Amplitude der FMR-Mode [33, 74, 87,

254, 255]. Daher erwartet man im Gegensatz zu ausgedehnten Filmen [33, 34] für zylindrische Scheiben eine Erhöhung der erreichbaren Auslenkwinkel. Im folgenden Abschnitt werden diese Vorhersagen durch Experimente und Simulationen überprüft.

6.3.1. XMCD-FMR-Messungen an zylindrischen Py-Scheiben

Neben den in den vorangegangenen Abschnitten besprochenen Resonanzspektren ist es sehr interessant, die dynamische Auslenkung der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage zu untersuchen. Um besonders das Verhalten für große anregende Mikrowellenfelder und damit verbundene große Auslenkwinkel zu verstehen, werden meist die longitudinale [256] und die transversale [101] Komponente der dynamischen Magnetisierung durch Messungen des zirkularen magnetischen Röntgendichroismus („X-ray magnetic circular dichroism“ (XMCD)) bestimmt. Die hier vorgestellten Ergebnisse beschränken sich auf die transversale Komponente der dynamischen Magnetisierung bei zylindrischen Permalloy-Scheiben. Dabei wird sowohl auf das lineare als auch nichtlineare Verhalten eingegangen. Zusätzlich werden die Ergebnisse in den nächsten Abschnitten mit den Ergebnissen an ausgedehnten Filmen [33, 34] verglichen.

Die Experimente in diesem Abschnitt wurden an zylindrischen Py-Scheiben mit verschiedenen Radien r zwischen 130 und 350 nm (Durchmesser 260-700 nm) und zwei verschiedenen Dicken $t = 20$ und 40 nm durchgeführt. Diese Py-Scheiben sind dabei auf einem quadratischen Gitter (vgl. Abb. 6.9b) mit Abstand $g \approx 500$ nm zwischen den Scheiben angeordnet. Strukturiert wurden diese Scheiben ebenfalls mit Elektronenstrahlolithographie (EBL) und, um eine perfekte runde Form zu erhalten, mit Ionen-Ätzen aus einem ausgedehnten gesputterten Py-Film geätzt. Als Substrat wurden kommerzielle Si/SiN-Membranen mit einer Membrangröße von $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ verwendet. Auf diese Membranen wurde zuerst ein koplanarer Kupfer-Wellenleiter mit einer $w = 60$ nm breiten Signalleitung (Signalline) und anschließend die zylindrischen Scheiben strukturiert. Zusätzlich zu den Scheiben wurden auch ausgedehnte Filme mit den gleichen Dicken hergestellt.

Die Messungen der dynamischen Auslenkung wurden am Elektronenspeicherring Bessy II in Berlin am Strahlrohr („Beamline“) PM3 mit einem XMCD-FMR-Aufbau (vgl. Abschnitt 3.3 und Abb. 6.9a) durchgeführt. Dabei treffen die Röntgenstrahlen unter ca. 30° - 45° zur Normalen (z -Achse) der Probenebene auf die Probe. In der Ebene kann unter Verwendung des koplanaren Wellenleiters ein magnetisches Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ parallel zur y -Achse erzeugt werden. Senkrecht zu den einfallenden Röntgenstrahlen und gleichzeitig zum Mikrowellenfeld wird das statische externe magnetische FMR- oder Bias-Feld $\mu_0 H_{\text{FMR}} \parallel x$ -Achse in der Probenebene angelegt. Für Messungen des statischen XMCD kann auch parallel

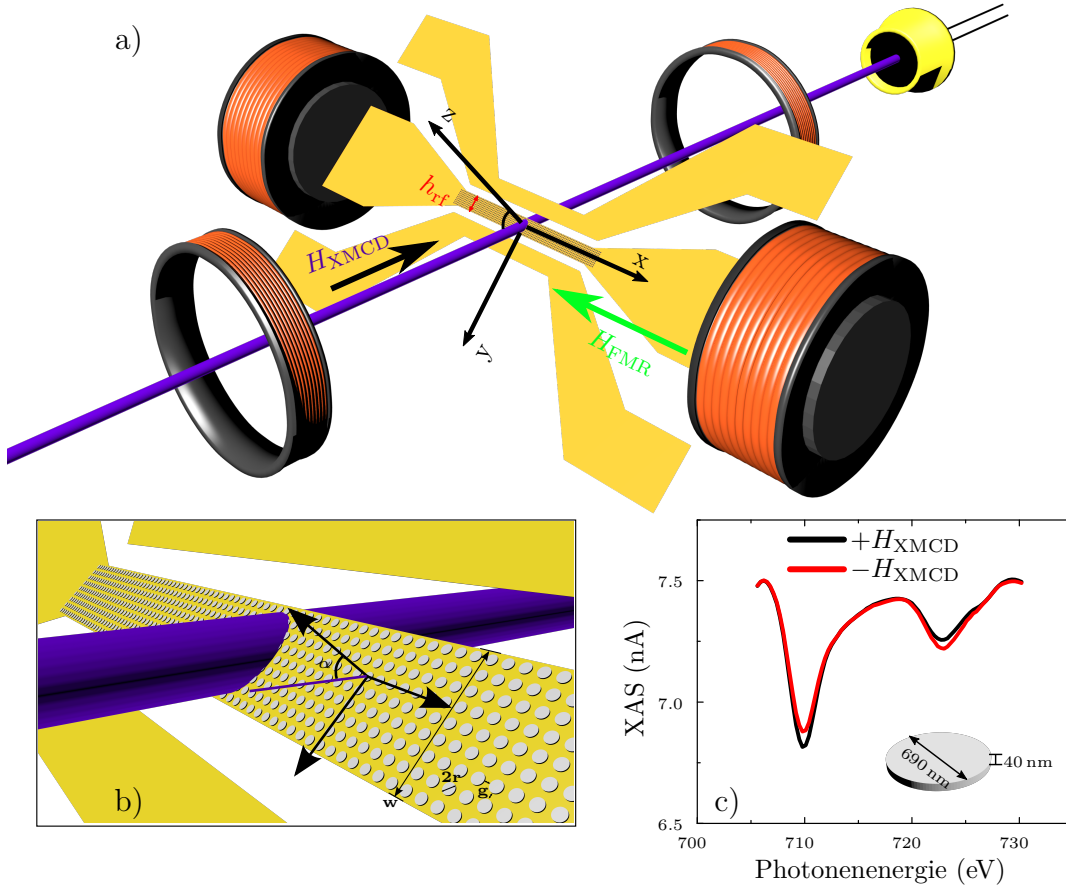


Abbildung 6.9.: Skizze (a) zeigt den XMCD-Aufbau am Bessy II mit einer Probe zur Messung des dynamischen Auslenkwinkels in zylindrischen Py-Scheiben (vgl. Abb. 3.9). Wie bereits zuvor beschrieben, befindet sich das Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{rf}$ in der Probenebene senkrecht zum FMR-Feld $\mu_0 H_{FMR}$. In Strahlrichtung kann zusätzlich ein kleines Feld $\mu_0 H_{XMCD}$ für statische XMCD-Messungen (c) anlegt werden. (b) zeigt einen kleinen Ausschnitt des Zentrums des Wellenleiters (die Membran wurde nicht dargestellt). Bei dem mit einer Röntgenphotodiode detektierten Signal wird eine größere Fläche (Membran $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) betrachtet und somit über alle Scheiben auf dieser Fläche gemittelt.

zu den einfallenden Röntgenstrahlen ein statisches Magnetfeld $\mu_0 H_{XMCD}$ erzeugt werden. Für diese statischen Untersuchungen werden die Röntgenabsorptionsspektren (XAS) für positive und negative XMCD-Felder miteinander verglichen (vgl. Abb. 6.9c für 40 nm dicke Py-Scheiben mit einem Durchmesser von 690 nm). Auf diese statischen Messungen lassen sich später die Signale der dynamischen XMCD-FMR-Messung normieren, um die dynamische Auslenkung zu berechnen, da das statische XMCD-Signal die auf die Strahlrichtung projizierte Komponente der statischen Gesamtmagnetisierung darstellt. Die in Grafik 6.9c abgebildeten Absorptionslinien entsprechen den Eisen L_3 (ca. 710 eV Lit. 706.8 eV [257, 258])

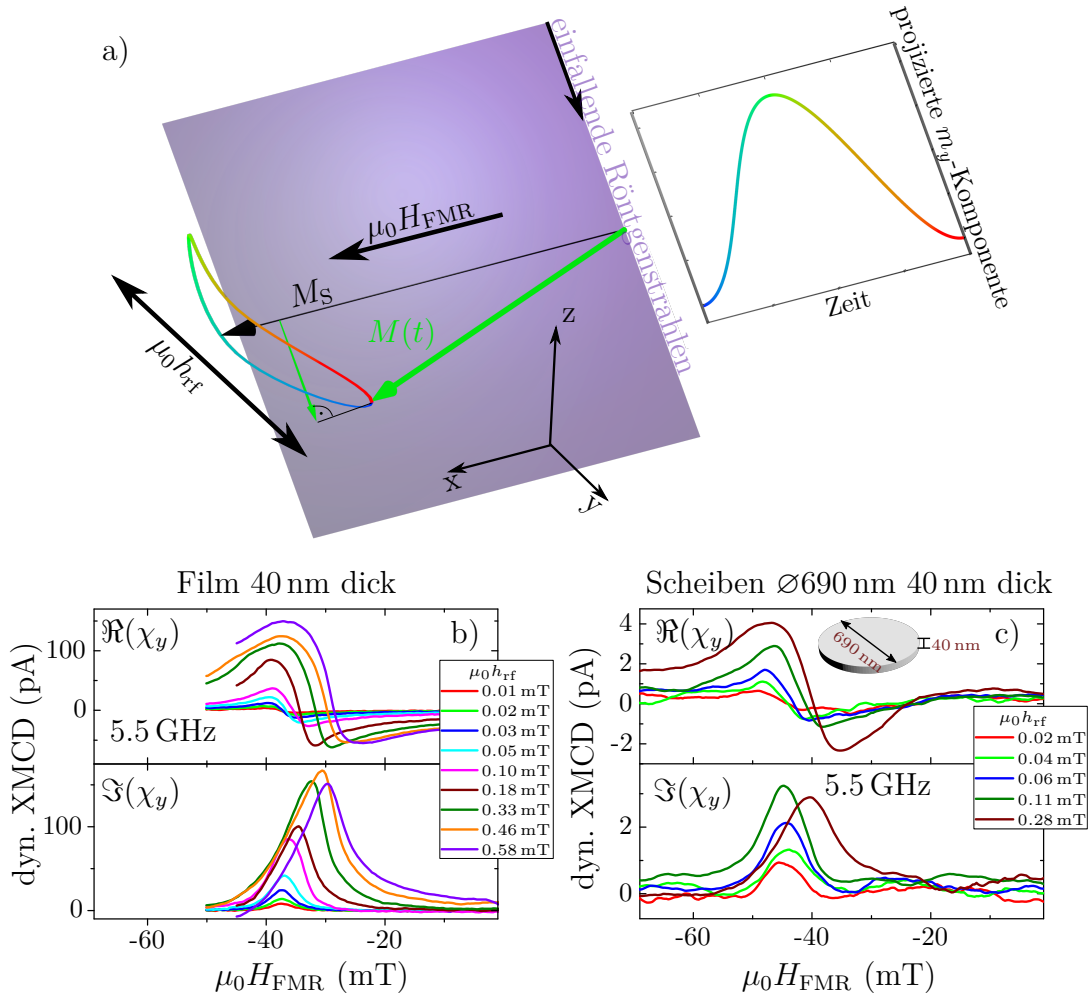


Abbildung 6.10.: Messprinzip der durchgeführten dynamischen XMCD-FMR-Messungen (a): Das gemessene XMCD-Signal entspricht der auf die Strahlrichtung der einfallenden Röntgenstrahlen projizierten m_y -Komponente der Magnetisierung. Durch die Synchronisation der Mikrowellen mit den Röntgenpulsen ist es möglich, die in-plane Komponente der Magnetisierung kohärent zu den einfallenden Röntgenpulsen zu messen und somit den Realteil $\Re(\chi_y)$ und den Imaginärteil $\Im(\chi_y)$ der Suszeptibilität zu unterscheiden [33, 34, 108]. Die Messdaten für 5.5 GHz an einem 40 nm dicken Py-Film und Py-Scheiben mit 690 nm Durchmesser und gleicher Dicke sind in (b) und (c) dargestellt.

und L_2 (ca. 722 eV Lit. 719.9 eV [257, 258]) Röntgenabsorptionslinien. Die leichten Abweichungen vom Literaturwert sind in Schwankungen der verwendeten Beamline begründet. Auf Grund der größeren Signale an der Eisenkante im Vergleich zur Nickelkante bei dieser Beamline wird auch bei den weiteren dynamischen XMCD-FMR-Messungen eine Photonenenergie von ca. 710 eV verwendet.

Bei den Messungen des dynamischen XMCD oder der XMCD-FMR wird analog

zum klassischen FMR-Aufbau mit einem magnetischen Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ die Magnetisierung in der Probe zur Präzession angeregt und die Abhängigkeit von einem externen statischen Magnetfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ betrachtet. Wie auch beim statischen XMCD ist beim dynamischen XMCD das gemessene Signal proportional zur Magnetisierungskomponente, projiziert auf die Strahlrichtung. Da $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ in der Probenebene parallel zur x -Achse und das Mikrowellenfeld parallel zur y -Achse liegt, entspricht der auf die Röntgenstrahlen projizierte Anteil der Magnetisierung wegen der großen Elliptizität der präzedierenden Magnetisierung hauptsächlich der dynamischen m_y -Komponente. Durch eine kohärente Anregung der Mikrowellen mit einer Phase von 0° oder 90° in Beziehung zu den einfallenden Röntgenpulsen (ca. 500 MHz Wiederholrate) kann der Realteil $\Re(\chi_y)$ und der Imaginärteil $\Im(\chi_y)$ der dynamischen Suszeptibilität unterschieden werden [33, 34, 108]. Für die $\varnothing 690$ nm und $t = 40$ nm Py-Scheiben sind diese kohärenten XMCD-FMR-Messungen für 5.5 GHz und für verschiedene anregende Mikrowellenfelder in Abb. 6.10c dargestellt. Die Mikrowellenfelder werden dabei aus der angelegten Mikrowellenleistung und einer SONNET-Simulation des Wellenleiters bestimmt. Analog zu den zylindrischen Scheiben werden auch Messungen an ausgedehnten Filmen (Abb. 6.10b) durchgeführt.

Um Schwankungen in der Beamline und dadurch Veränderungen der Strahlposition und -intensität zu berücksichtigen, werden alle Messungen auf statische XMCD-Hysteresen normiert, welche unmittelbar nach der dynamischen XMCD-FMR-Messung durchgeführt wurden. Für alle Proben wurden Messungen bei Frequenzen zwischen 2.5 und 5.5 GHz mit fester Frequenz und variablem externen Magnetfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ durchgeführt. Außerdem wurden auch die Anregungsfelder $\mu_0 h_{\text{rf}}$ variiert. Nachfolgend werden nur Messungen bei 5.5 GHz betrachtet, da für niedrigere Frequenzen (vgl. Abb. 6.3) die Resonanzspektren durch den Übergang vom quasiuniformen Zustand in den Vortex-Zustand geprägt sind. Bei allen Messungen an den zylindrischen Scheiben wurde bei hohen negativen Magnetfeldern begonnen, um die Scheiben zur Untersuchung des quasiuniformen Zustandes zunächst zu sättigen (vgl. Abschnitt 6.2.3) und anschließend durch Erhöhen des Feldes in Resonanz mit der quasiuniformen Mode zu bringen. Der Vortex-Zustand ist für die beschriebenen Messungen nicht geeignet, da bedingt vom Aufbau über mehrere Scheiben gemittelt wird und im Vortex-Zustand kein dynamisches FMR-Signal messbar ist, da sich die entgegen gerichteten magnetischen Momente einer Scheibe im XMCD-Signal gegenseitig kompensieren.

6.3.2. Auslenkwinkel der präzedierenden Magnetisierung

Durch Normierung der XMCD-FMR-Messungen auf die statischen XMCD-Messungen und Anwendung einfacher Trigonometrie ist es möglich, den Auslenkwinkel der dynamischen Magnetisierung (Abb. 6.11) zu bestimmen. Betrachtet man

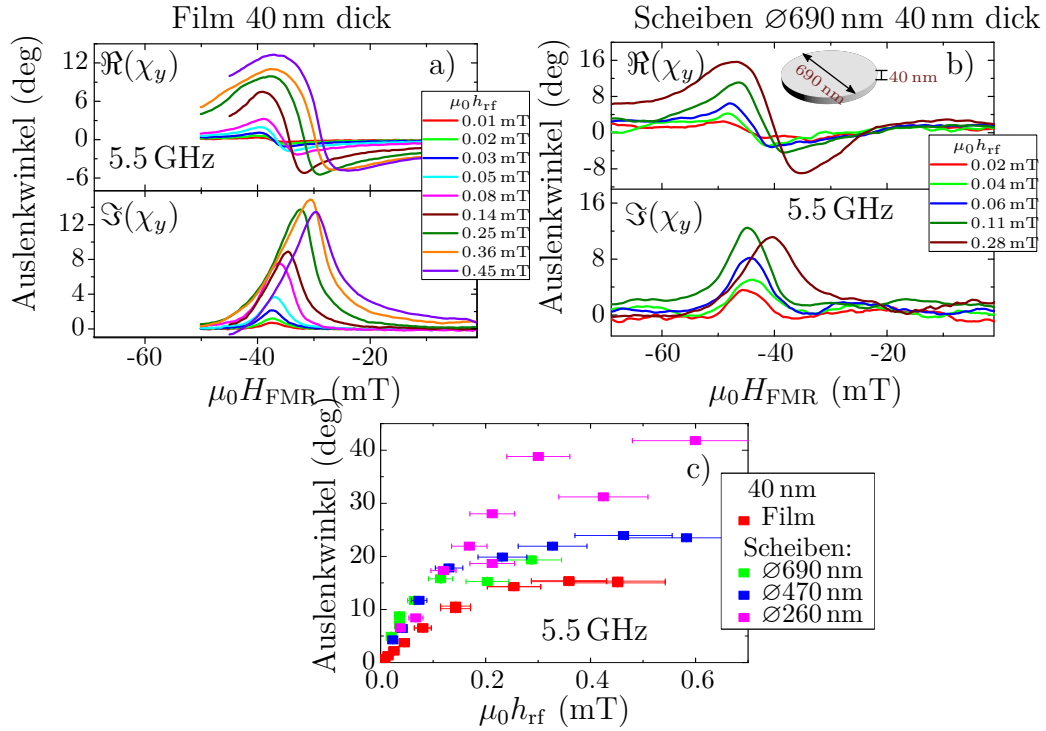


Abbildung 6.11.: Auf die statischen XMCD-Messungen normierte und in Auslenkwinkel umgerechnete Messergebnisse aus Abbildung 6.10 für einen 40 nm Film (a) und zylindrische Py-Scheiben (b) ($\varnothing 690$ nm, 40 nm Dicke): Durch Fitten mit antisymmetrischen und symmetrischen Lorentzkurven lassen sich die maximalen Auslenkwinkel (c) extrahieren.

die Resonanzspektren Abb. 6.11a,b, so erkennt man bereits an den verschiedenen Resonanzspektren ein nichtlineares Verhalten. Dieses zeigt sich in einer Veränderung der Linienform für hohe Mikrowellenfelder. Für kleine Präzessionswinkel ist das effektive Potential in guter Näherung das Potential eines harmonischen Oszillators und die Linienform für ein magnetisches Element ohne überlappende Moden ein Lorentz. Für größere Winkel müssen neben den linearen Energietermen auch höhere Ordnungen zum Potential berücksichtigt werden. Diese Beiträge führen zu einer Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Amplitude. Beispielsweise führt eine Taylorentwicklung der Formanisotropie zu einer Erhöhung der Resonanzfrequenz und damit zu einer Reduktion des Resonanzfeldes (vgl. Abb. 6.11a,b). Für ausgedehnte Filme zeigt sich bis ca. 0.15 mT-0.2 mT mit steigender Mikrowellenamplitude $\mu_0 h_{\text{rf}}$ eine lineare Zunahme des dynamischen Auslenkwinkels bei einem annähernd konstanten Resonanzfeld (vgl. Abb. 6.11a und Ref. [33, 34, 259]). Oberhalb dieser Schwelle erhöht sich die Auslenkung der Präzession nicht mehr linear, stattdessen kommt es zu einer Verschiebung der Resonanzposition zu niedrigeren Feldern. Diese Verschiebung zu niedrigeren Feldern ist eine Folge der Phasenverschiebung der uniformen Resonanzmode [33].

Für zylindrische Py-Scheiben (Abb. 6.11b) scheint dieser Übergang bereits bei niedrigeren Anregungsfeldern von etwa $\mu_0 h_{\text{rf}} \approx 0.1 \text{ mT}$ zu sein. Dies kann allerdings auch von einer fehlerhaften Abschätzung der anregenden Felder mittels SONNET-Simulation herrühren, da die Mikrowellenleistung am Ort der Probe nur abgeschätzt werden kann.

Aus den XMCD-FMR-Resonanzspektren (Abb. 6.11a,b) lassen sich durch Fit-ten mit antisymmetrischen und symmetrischen Lorentzkurven näherungsweise die maximalen Auslenkwinkel (Abb. 6.11c) extrahieren. Die zuvor bestimmten Übergänge sind auch hier wieder deutlich sichtbar. Unterhalb dieser Schwelle findet man ein nahezu lineares Verhalten der maximalen Auslenkung. Darüber scheint die Auslenkung bei kohärenter XMCD-FMR-Messung zu sättigen. Nach dieser ersten Auswertung lässt sich vermuten, dass die Auslenkwinkel mit abnehmendem Durchmesser der Scheiben zunehmen. Direkt aus dieser Auswertung kann dies leider nicht bestimmt werden, da man für die Normierung auf die statischen XMCD-Messungen annimmt, dass die Proben durch das vorhandene XMCD-Feld von ca. 50 mT vollständig gesättigt sind. Für die ausgedehnten Filme ist dies auch näherungsweise korrekt, da die Magnetisierung annähernd parallel zur y -Achse in der Probenebene orientiert ist. Allerdings können die zylindrischen Scheiben mit dem 50 mT XMCD-Feld unter einem Winkel von ca. $30^\circ - 45^\circ$ zur Filmnormale in keinsten Weise gesättigt und nur teilweise ausgerichtet werden (vgl. Abb. 6.12a), da sich die Scheiben im Vortex-Zustand befinden und sich dort beim Mitteln über die Scheibe die magnetischen Momente teilweise kompensieren. Zu diesem Zweck kann die simulierte Magnetisierungskomponente m_{XMCD} (Abb. 6.12a) in Strahlrichtung verwendet werden, um die statischen XMCD-Signale zur Berechnung des dynamischen Auslenkwinkels zu korrigieren.

Durch Einbeziehen der Simulationen in die Normierung der dynamischen XMCD-FMR-Messungen erhält man die in Abbildung 6.12b,c dargestellten maximalen Auslenkwinkel für Proben mit 40 nm und 20 nm Dicke. Allerdings ist der Fehler, bei dieser Normierung relativ hoch, da das XMCD-Feld $\mu_0 H_{\text{XMCD}}$ nur ungefähr bekannt ist und auch thermische Effekte und Pinning der Magnetisierung einzelner Scheiben an Defekten bei der Simulation nicht berücksichtigt werden können. Dadurch ist es möglich, dass einzelne Scheiben bereits weiter ausgerichtet sind. Dies würde die dynamischen Auslenkwinkel der Scheiben im Vergleich zu den Auslenkwinkeln der Filme leicht erhöhen.

Um das Verhalten der verschiedenen Durchmesser und der ausgedehnten Filme besser unterscheiden zu können, wird die Auswertung der Amplitude der uniform präzedierenden Magnetisierung in Figur 6.13 analog zu Ref. [33, 34] betrachtet. Dabei wird nur die Auslenkung (Imaginärteil $\Im(\chi_y)$ der Suszeptibilität) beim Resonanzfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}} = \mu_0 H_{\text{FMR}}^{\text{res}}$ der quasiuniformen Präzession betrachtet [34]. Nach dieser Auswertung erkennt man für den ausgedehnten 40 nm dicken Film ein deutliches Sättigen der Auslenkung bei einem Grenzwert $\mu_0 h_{\text{rf}} \approx 0.1 \text{ mT}$ (Abb.

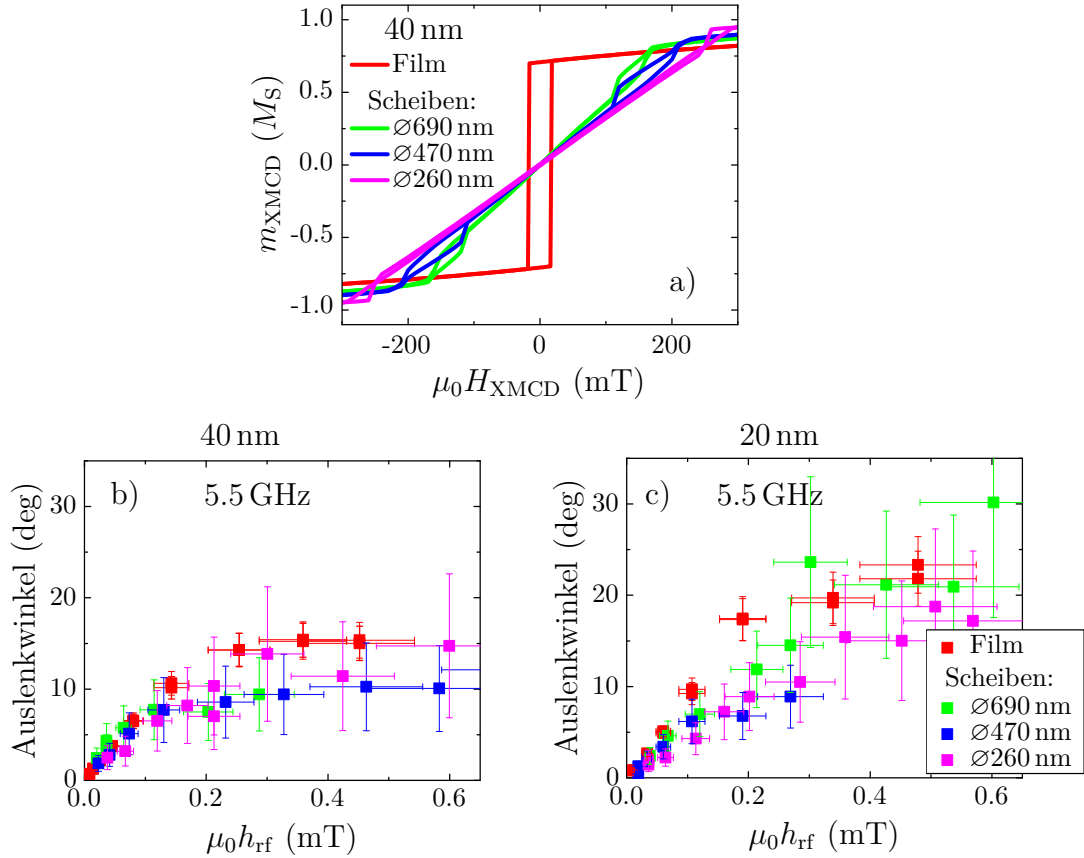


Abbildung 6.12.: Renormierte Auslenkwinkel für 40 nm (b) und 20 nm (c) dicke Strukturen: Dazu wurde mittels Simulation mit MuMax3 die gemittelte Magnetisierung (a) entlang der Strahlrichtung (ca. 45° zur Probenebene) bestimmt. Es ist deutlich erkennbar, dass sich die Scheiben für das vorhandene XMCD-Feld von ca. 50 mT im Vortex-Zustand befinden, der ausgedehnte Film aber größtenteils in der Probenebene ($m_{\text{xmcd}} \approx M_S \sin(45^\circ)$) magnetisiert ist. Man erkennt auch deutlich, dass die Magnetisierung für hohe Felder langsam in die Richtung des angelegten externen XMCD-Feldes aus der Ebene rotiert. Unter Verwendung dieser Simulationen können nun die Ergebnisse aus Abb. 6.11c neu berechnet (b), (c) werden.

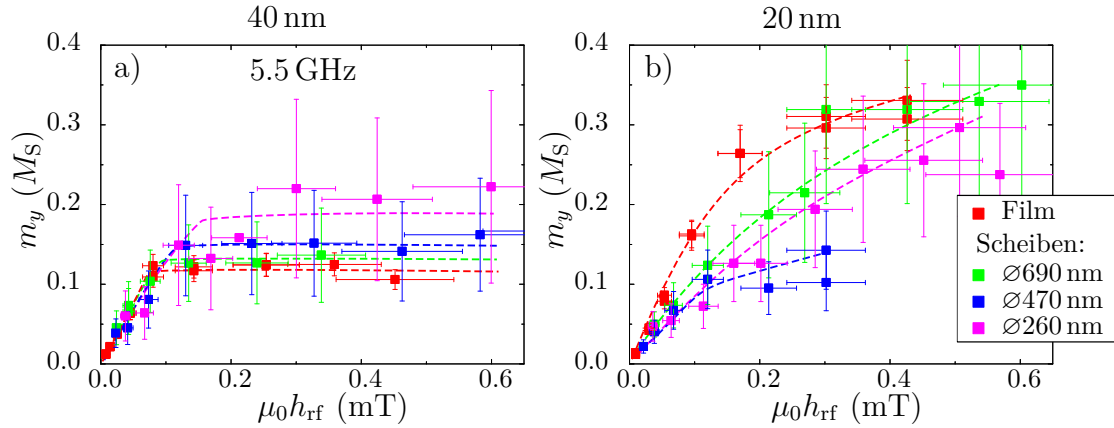


Abbildung 6.13.: Auslenkung der uniformen Präzession abhängig vom extern angeregten magnetischen Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$: Für die 40 nm Proben ist der Übergang in den nicht linearen Bereich oberhalb von 0.1 mT nun deutlicher erkennbar (eingezeichnete Hilfslinien). Auch für 20 nm sind Anzeichen einer Abweichung vom linearen Verhalten als leichtes Abknicken sichtbar.

6.13a). Auch die 40 nm dicken Scheiben scheinen zu sättigen. Dabei nimmt sowohl die maximale dynamische Auslenkung als auch das für den Übergang in den nichtlinearen Bereich notwendige Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ mit abnehmendem Durchmesser zu. Für die 20 nm dicken Proben ist kein Übergang erkennbar (Abb. 6.13b). Es scheint aber bei ca. 0.4 mT-0.5 mT ein leichtes Abweichen vom linearen Verhalten der Auslenkung vorhanden zu sein. Aus dem Vergleich der beiden Dicken erkennt man, dass der maximale Auslenkwinkel auch mit abnehmender Dicke deutlich zunimmt.

Die relativ geringen Unterschiede der Auslenkungen der Magnetisierung im linearen Bereich lassen sich gut mit der Analyse des entmagnetisierenden Tensors im vorangegangenen Abschnitt 6.2.3 in Einklang bringen. Mit dieser Betrachtung können für die verschiedenen Proben die jeweiligen Suszeptibilitäten für eine uniforme Magnetisierung berechnet werden (nicht dargestellt). Dabei findet man mit abnehmendem Durchmesser der Scheiben ebenfalls eine leichte Abnahme der Suszeptibilität durch die veränderten entmagnetisierten Felder und damit der uniformen Auslenkung im linearen Bereich. Die Änderung wäre dabei zwischen ausgedehnten Filmen und den 290 nm Scheiben mit einer Höhe von 40 nm ungefähr 2.2 %. Diese Betrachtung der Suszeptibilität bei den verwendeten 5.5 GHz ist aber eigentlich nur für ausgedehnte Filme und uniform magnetisierte Ellipsoide zulässig, da diese Herleitung der Suszeptibilität von einer uniformen Magnetisierung ausgeht und man bei den zylindrischen Scheiben in diesem Frequenzbereich nur eine quasiuniforme Magnetisierungsverteilung findet. Aus diesem Grund werden zusätzlich im nächsten Abschnitt auch mikromagnetische Simulationen mit MuMax3 durchgeführt.

6.3.3. Mikromagnetische Simulation der dynamischen Auslenkung in zylindrischen Py-Scheiben

In den Graphen 6.12b,c und 6.13a,b ist ein Unterschied der dynamischen Auslenkung m_y zwischen ausgedehnten Filmen und zylindrischen Scheiben nur sehr schwer erkennbar. Um die experimentellen Daten näher zu betrachten, werden zusätzlich zu den Messungen auch Simulationen mit MuMax3 durchgeführt.

Bei diesen mikromagnetischen Simulationen wird analog zu den experimentellen Resonanzmessungen die Reaktion auf ein extern angelegtes Mikrowellenfeld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ mit einer Frequenz von 5.5 GHz untersucht. Zusätzlich wird senkrecht zum Mikrowellenfeld ebenfalls in der Probenebene ein Bias-Feld (FMR-Feld) $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ angelegt, um das System in Resonanz zu bringen. Als Materialparameter werden dabei die für Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) üblichen Werte verwendet: Sättigungsmagnetisierung $M_S = 8 \times 10^5 \frac{\text{A}}{\text{m}}$, Austauschkonstante $A = 13 \times 10^{-12} \frac{\text{J}}{\text{m}}$ und Dämpfungskonstante $\alpha = 0.009$ [33]. Die Dimensionen der simulierten zylindrischen Scheiben entsprechen den experimentellen Abmessungen. Um auch die reale Anordnung als Array mit einem quadratischem Raster zu berücksichtigen, wird eine zylindrische Scheibe³ mittig auf einer quadratischen Fläche mit dem Abstand der Scheiben als Kantenlänge und periodischen Randbedingungen verwendet. Zusätzlich wird auch der 40 nm dicke Film analog zu den Simulationen aus Ref. [33] mit einer Fläche ($10 \times 40 \mu\text{m}$ und 128×512 Zellen) simuliert. Beim 20 nm dicken Film wird die Anzahl der Zellen vervierfacht (256×1024 Zellen). Senkrecht zur Ebene wird in der Regel nur eine einzige Zelle angenommen.

Für alle Proben wird zuerst das Resonanzfeld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ der (quasi-)uniformen FMR-Mode bei geringen anregenden Feldern bestimmt. Anschließend kann bei diesem Feld für verschiedene anregende Mikrowellenfelder $\mu_0 h_{\text{rf}}$ die dynamische Auslenkung der Magnetisierung m_y in Einheiten der Sättigungsmagnetisierung M_S betrachtet werden. Um thermische Anregungen zu berücksichtigen, wird zu der uniformen Startmagnetisierung eine kleine zufällige Magnetisierung hinzugefügt (vgl. Ref. [33]). Nach einer kurzen Einschwingphase werden für mindestens 400 ns die Komponenten der Magnetisierung gespeichert. Für verschiedene anregende Felder kann aus dieser Zeitabhängigkeit der Magnetisierung in gleicher Weise durch Fit mit einer sin-Abhängigkeit und auch aus der Fouriertransformation die maximale dynamische Auslenkung bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abb. 6.14 dargestellt. Anfangs wurden alle Scheiben mit einer Auflösung von 256×256 Zellen simuliert. Dies liefert zumindest im linearen Bereich bei einer quasiuniformen Magnetisierungsverteilung sinnvolle Ergebnisse.

³Die Wechselwirkung zwischen den Scheiben kann auf Grund des Abstandes der Scheiben weitgehend vernachlässigt werden. Dies wurde ebenfalls durch mikromagnetische Simulationen bestätigt (nicht dargestellt).

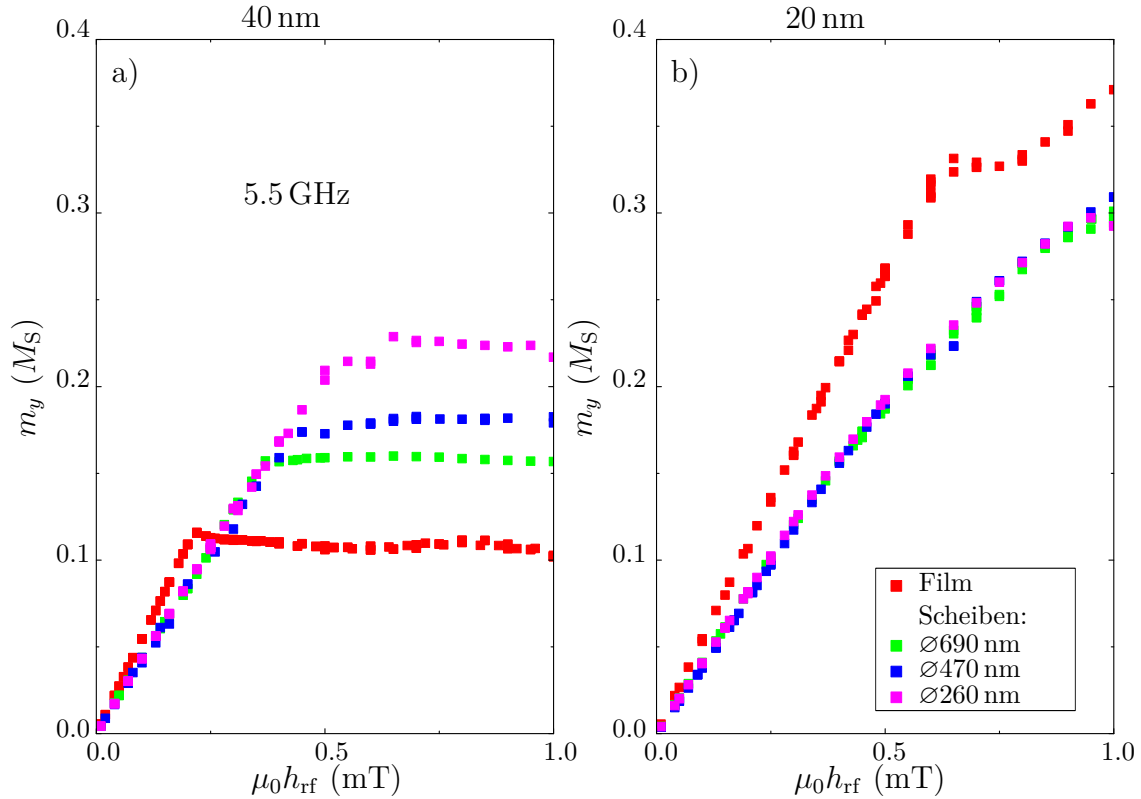


Abbildung 6.14.: Für die zuvor untersuchten 40 nm (a) und 20 nm (b) dicken Filme und zylindrischen Scheiben lässt sich die dynamische Auslenkung m_y in Einheiten der Sättigungsmagnetisierung aus mikromagnetischen Simulationen bestimmen (vgl. Abschnitt 3.4 und Ref. [33]).

Allerdings sind für die Betrachtung der nichtlinearen dynamischen Auslenkung mindestens 512×512 Zellen nötig (1-2 nm Auflösung in der Ebene).

Aus den in Abbildung 6.14 dargestellten Simulationen erkennt man sofort, dass die Unterschiede der dynamischen Auslenkung m_y für zylindrische Scheiben im linearen Bereich sehr gering sind. Dies wird auch von der dynamischen Suszeptibilität qualitativ bestätigt. Im Gegensatz dazu besitzen die ausgedehnten Filme eine deutlich höhere Auslenkung in diesem linearen Regime. Aus der dynamischen Suszeptibilität würde man erwarten, dass auch die zylindrischen Scheiben eine ähnliche dynamische Auslenkung besitzen, allerdings wird bei der Berechnung der Suszeptibilität die Magnetisierung als uniform angenommen. Dies ist aber für Scheiben nicht korrekt, da die präzedierende Magnetisierung für 5.5 GHz in Resonanz nicht uniform ist, sondern vorhandene Moden die uniforme Magnetisierung überlagern und so nur eine „quasiuniforme“ Magnetisierungsverteilung vorhanden ist. Anhand der 40 nm dicken Strukturen (Abb. 6.14a) erkennt man auch, dass der Schwellwert für das kritische Anregungsfeld für den Übergang zwischen linearem und nichtlinearem Bereich mit abnehmendem Durchmesser

zunimmt. Ebenso nimmt auch der maximale Auslenkwinkel im nichtlinearen Regime mit abnehmendem Durchmesser zu.

Vergleicht man die Fourierspektren für 40 nm dicke Scheiben mit $\varnothing 690$ nm (Abb. 6.15b) und für ausgedehnte Filme (Abb. 6.16b) in Abhängigkeit vom angelegten magnetischen Mikrowellenfeld, so erkennt man, dass bei beiden Strukturen oberhalb des Übergangs in den nichtlinearen Bereich nahe der 5.5 GHz-Hauptmode auch verschiedene Moden symmetrisch zur Hauptmode angeregt werden. Für die $\varnothing 690$ nm Scheiben werden außerdem Moden mit einer Frequenz von $1/3$ und $2/3$ der anregenden Frequenz (5.5 GHz) angeregt. Außerdem erkennt man eine Vielzahl weiterer angeregter Moden. Für ausgedehnte Filme lässt sich aus Abb. 6.16b schließen, dass es sich bei den Streuprozessen im nichtlinearen Bereich hauptsächlich um 4-Magnonen-Prozesse handelt, und 3-Magnonen-Prozesse ausgeschlossen sind, da nur Frequenzen nahe der anregenden 5.5 GHz Frequenz angeregt werden (vgl. Ref. [33]).

Zusätzlich zur gemittelten dynamischen Magnetisierung m_y in Abhängigkeit vom anregenden Feld kann auch die lokale Auslenkung der Modenstruktur in Resonanz betrachtet werden. Dazu wird für jeden Zeitschritt ein Bild aufgenommen. Anschließend wird eine zeitliche Fouriertransformation über diese Zeitentwicklung berechnet. Die jeweilige Modenstruktur für die m_z -Komponente für 5.5 GHz ist in Abbildung 6.15a für 40 nm dicke Py-Scheiben mit einem Durchmesser von 690 nm für verschiedene anregende Mikrowellenfelder $\mu_0 h_{\text{rf}}$ dargestellt. Dabei wird ein deutlicher Unterschied der Struktur der Auslenkungsmoden erkennbar. Im linearen Regime ist die Verteilung symmetrisch zu den Achsen, die parallel und senkrecht zum externen statischen Feld $\mu_0 H_{\text{FMR}}$ und zum anregenden dynamischen Feld $\mu_0 h_{\text{rf}}$ liegen. Im nichtlinearen Bereich wird diese Symmetrie gebrochen. Dabei verschwindet ein Auslenkungsmaximum an den Polen der Scheibe, außerdem verschieben sich die Positionen der Minima und Maxima. Durch 2-dimensionale Fouriertransformation lässt sich daraus die Auslenkung für verschiedene Wellenvektoren bestimmen (nicht dargestellt). Dies kann auch für die 40 nm dicken ausgedehnten Filme betrachtet werden (Abb. 6.16a). Diese zeigen analog zu den Ergebnissen aus den Berechnungen der Dispersionsrelation in Grafik 2.5b eine Linie konstanter Frequenz. Spinwellen mit Wellenvektoren auf dieser Linie können mit einer 5.5 GHz Mikrowellenfrequenz angeregt werden. Für zylindrische Scheiben finden sich keine solchen ausgeprägten Linien, stattdessen werden nur einzelne unzusammenhängende k-Vektoren angeregt.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die experimentellen und simulierten Ergebnisse der dynamischen Auslenkung bei den untersuchten Permalloy-Strukturen die selbe Tendenz wiedergeben. Außerdem bestätigen sie die theoretischen Erwartungen, dass durch die Reduzierung der Dimensionen die dynamischen Auslenkwinkel im nichtlinearen Bereich erhöht werden. Lediglich besteht eine gewisse Ungewissheit bei den experimentellen Ergebnissen an zylindrischen Scheiben durch

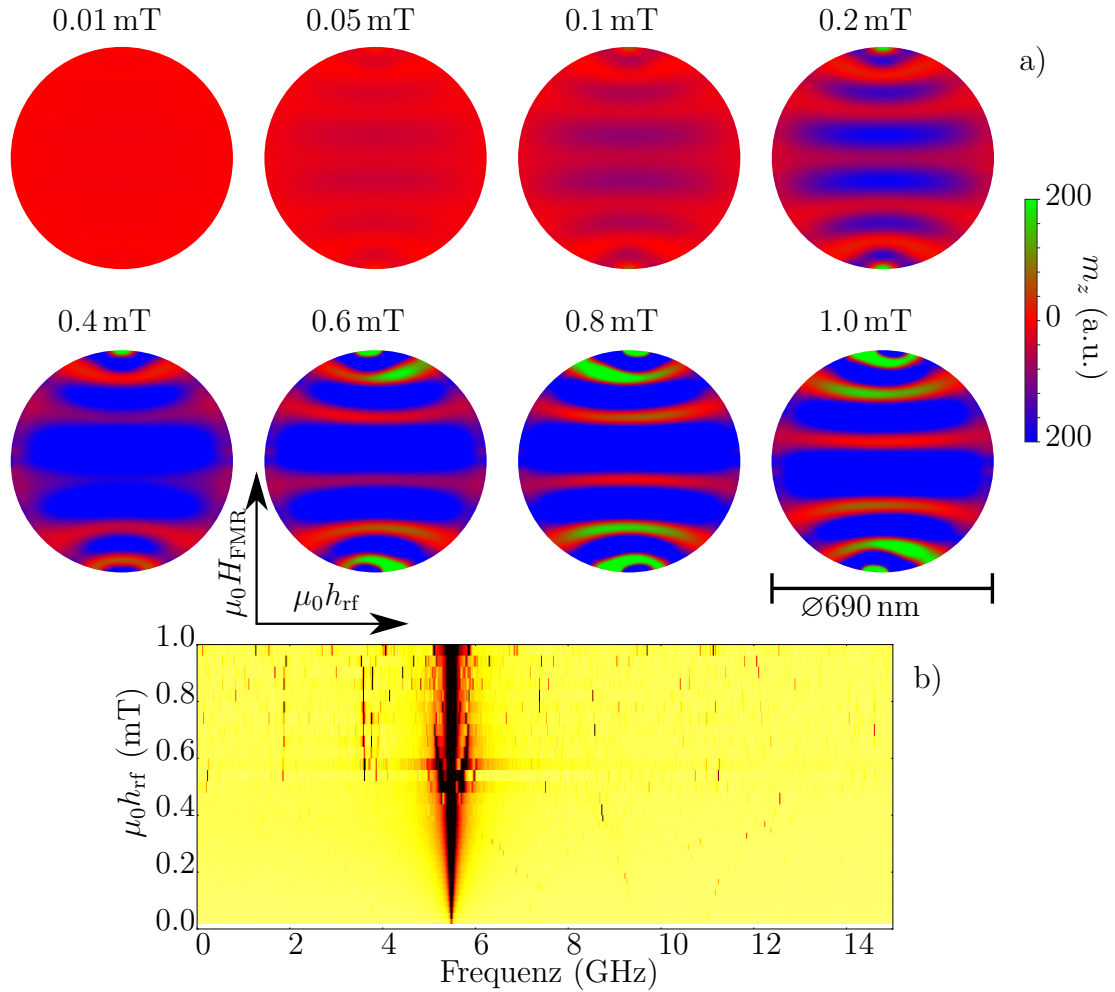


Abbildung 6.15.: Neben der gemittelten dynamischen Auslenkung m_y in Abb. 6.14 lässt sich auch die Modenstruktur (a) für eine einzelne zylindrische Scheibe mit einem Durchmesser von 690 nm und 40 nm Dicke simulieren. Dargestellt ist dazu die dynamische Auslenkung m_z senkrecht zur Probenebene. Die verwendete Farbverteilung ist zum besseren Vergleich für alle Simulationen identisch. Dabei ist ein deutlicher Unterschied zwischen dem linearen ($\mu_0 h_{\text{rf}} \leq 0.35$ mT) und dem nichtlinearen Regime erkennbar. Im nichtlinearen Bereich sieht man eine deutliche Symmetriebrechung und das Verschwinden eines Modenmaximums der Scheibe. Zusätzlich sind für die gemittelten dynamischen Magnetisierungen m_y die Fourierspektren (b) in Abhängigkeit des anregenden Feldes $\mu_0 h_{\text{rf}}$ dargestellt. Dort erkennt man die Hauptanregung bei 5.5 GHz. Im nichtlinearen Bereich werden zusätzlich zwei Moden ober- und unterhalb der 5.5 GHz-Hauptmode sichtbar. Zusätzlich werden auch Moden mit einer Frequenz von $2/3$ und $1/3$ der 5.5 GHz Frequenz der Hauptresonanzmode angeregt.

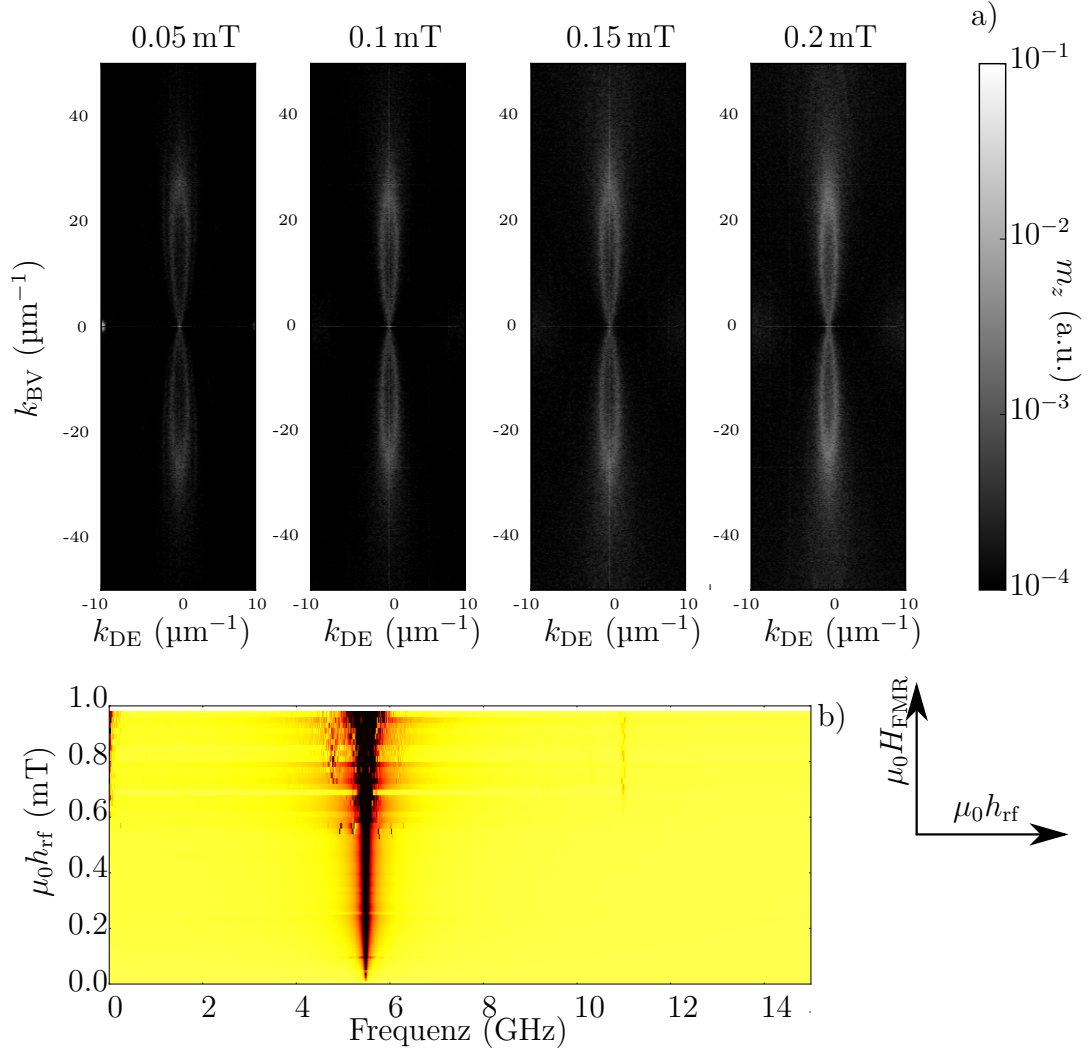


Abbildung 6.16.: Analog zu Abb. 6.15b sind in (b) die Fourierspektren für 40 nm dicke ausgedehnte Filme bei einem 5.5 GHz anregenden Feld dargestellt. In (a) wird die Verteilung der Spinwellenamplituden bei den gleichen Filmen für diese uniforme 5.5 GHz Anregung für verschiedene anregende Felder in Abhängigkeit der Wellenvektoren in der Filmebene abgebildet. Diese lassen sich im linearen Bereich ($\mu_0 h_{rf} \leq 0.2$ mT) gut mit der berechneten Dispersionsrelation (Abb. 2.5b) und den Simulationen in Ref. [33] vergleichen (auch hier wird bei allen Darstellungen die selbe logarithmische Grauskala verwendet).

die Normierung auf das statische XMCD-Signal, da beim verwendeten Aufbau das XMCD-Feld nicht ausreichend ist, um die Scheiben vollständig uniform zu sättigen. Außerdem könnte man die durchgeführten Messungen auch zu höheren Frequenzen erweitern, um möglichst uniform magnetisierte Scheiben zu erhalten.

6.4. Simultane Anregung der Gyro- und Spinwellenmoden bei zylindrischen Py-Scheiben

In der Veröffentlichung von M. Sproll et al. [215] wurde experimentell und mit magnetischen Simulationen an zylindrischen magnetischen Permalloy-Scheiben gezeigt, dass sich durch die gleichzeitige Anregung der Gyromode und der Spinwellenmoden die Schwelle für das Umschalten des Vortexkerns („Vortexcore“ (VC)) deutlich reduziert. Außerdem hat H.G. Bauer [33, 210] durch mikromagnetische Simulationen gezeigt, dass die Anregung unterhalb der Schaltschwelle bei zylindrischen magnetischen Py-Scheiben mit einem Durchmesser von $1.6\ \mu\text{m}$ und einer Höhe von $50\ \text{nm}$ mit zwei Frequenzen (der Frequenz der Gyromode (ca. $250\ \text{MHz}$) und einer Frequenz zwischen $1\ \text{GHz}$ - $9\ \text{GHz}$) zu einer Frequenzaufspaltung der niedrigsten Spinwellenmode führt.

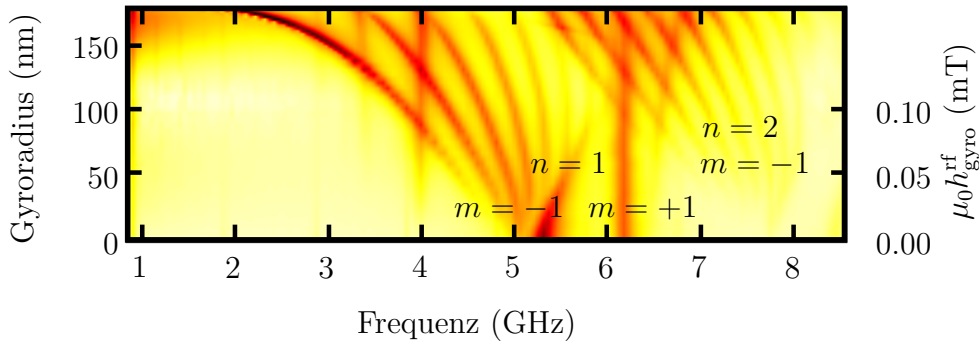


Abbildung 6.17.: Das von H.G. Bauer [33, 210] simulierte Spektrum einer $1.6\ \mu\text{m}$ Py-Scheibe bei simultaner Anregung. Zusätzlich zur kontinuierlichen $250\ \text{MHz}$ Anregung $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}}$ wird die Magnetisierung mit einem annähernd δ -förmigen Feldpuls angeregt und die FFT der m_y -Komponente bestimmt. Durch die Gyroanregung mit $250\ \text{MHz}$ präzediert der Vortexkern (VC) in der Scheibe. Die Auslenkung entspricht dabei dem Gyroradius. Durch Erhöhen der Amplitude des $250\ \text{MHz}$ Mikrowellenfeldes erhält man obige Abhängigkeit. Diese Auslenkung des VC bricht die Rotationssymmetrie und man erhält ein deutlich verändertes Spinwellenspektrum mit zunehmendem Gyroradius.

Bei diesen Simulationen (Abb. 6.17) wird mit einem relaxierten Vortex-Zustand gestartet, der durch eine kontinuierliche Anregung mit der Gyrofrequenz $250\ \text{MHz}$

und variabler Amplitude aus dem Zentrum ausgelenkt wird. Durch diese Anregung präzediert der Vortexkern (VC) mit dem Gyroradius. Durch einen kurzen uniformen in-plane Feldpuls mit geringer Amplitude werden zusätzlich die hochfrequenten Spinwellenmoden angeregt. Um daraus das Spektrum zu erhalten, wird analog zum Vorgehen in Abschnitt 3.4 die Fouriertransformation der zeitlichen Entwicklung der Magnetisierung betrachtet.

Im Vergleich zum Spektrum ohne Gyroanregung (vgl. Abb. 6.6) erhält man in Abbildung 6.17 abhängig vom Feld der Gyroanregung und damit vom Gyroradius eine deutliche Verschiebung und Aufspaltung der ersten Spinwellenmode ($n = 1$, $m = -1$) bei ca. 5 GHz oder auch der ($n = 2$, $m = -1$)-Mode (8 GHz). Im Gegensatz dazu wird die 2. Spinwellenmode bei ca. 6.2 GHz ($n = 1$, $m = +1$) durch die Gyroanregung nicht beeinflusst. Außerdem kann man an der Intensität der Farben erkennen, dass die Amplituden der aufgespaltenen Spinwellenmoden mit zunehmender 250 MHz-Anregung ebenfalls zunehmen. Dies ist besonders für die niedrigste Mode erkennbar, die für einen Gyroradius von 150 nm bei einer Frequenz von 3 GHz eine sehr scharfe deutliche Linie zeigt. Diese Verschiebung der Resonanz der niedrigsten Spinwellenmode führt bei weiterer Erhöhung des Gyroradius zu einer Instabilität des Vortexkerns und damit zu einer leichteren Umkehr der Polarität [210]. Zusätzlich erscheinen für hohe Anregungen weitere Moden (z.B. bei 4 GHz), die ursprünglich nicht sichtbar sind.

Um diese simulierten Ergebnisse zu überprüfen, wurden 50 nm dicke Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von ca. 1.6 μm untersucht. Diese zylindrischen Scheiben wurden mit EBL auf einem Si/SiO_x-Substrat strukturiert und anschließend in der UHV-Sputteranlage mit einem Basisdruck von 10^{-9} mbar gewachsen. Als Schutz gegen Oxidation wurde zusätzlich 5 nm Au aufgesputtert. Um ein ausreichend großes magnetisches Signal zu erhalten, wurde ein relativ großes quadratisches Raster aus ca. 11 000 Scheiben (11×1000 Scheiben) mit einem Abstand von 0.8 μm zwischen den Elementen strukturiert. Auf Grund des Strukturierungsprozesses kam es zu leichten Schwankungen des Durchmessers der Scheiben um ca. 10 %. Direkt über diesen Scheiben wurde ein koplanarer Wellenleiter mit 30 μm Signalleitung platziert, um ausreichend große anregende rf-Felder zu erhalten.

Neben der zuvor in Abschnitt 6.2 besprochenen Charakterisierung dieser zylindrischen Scheiben mit dem VNA-FMR-Aufbau wurde zur Überprüfung der theoretischen Vorhersagen mit Unterstützung des Max Planck Instituts in Stuttgart ein erweiterter VNA-FMR-Aufbau entwickelt. Mit diesem neuen in Abbildung 6.18 dargestellten Aufbau ist es möglich gleichzeitig zu den Mikrowellen des VNA eine zweite Frequenz im MHz-Bereich anzulegen.

Da es mit dem VNA nicht möglich ist, die Gyrofrequenz direkt zu bestimmen, und auch die Dimensionen der zylindrischen Py-Scheiben nur ungefähr bekannt sind, wird für die Messungen die Frequenz zur Anregung der Gyromode etwas variiert.

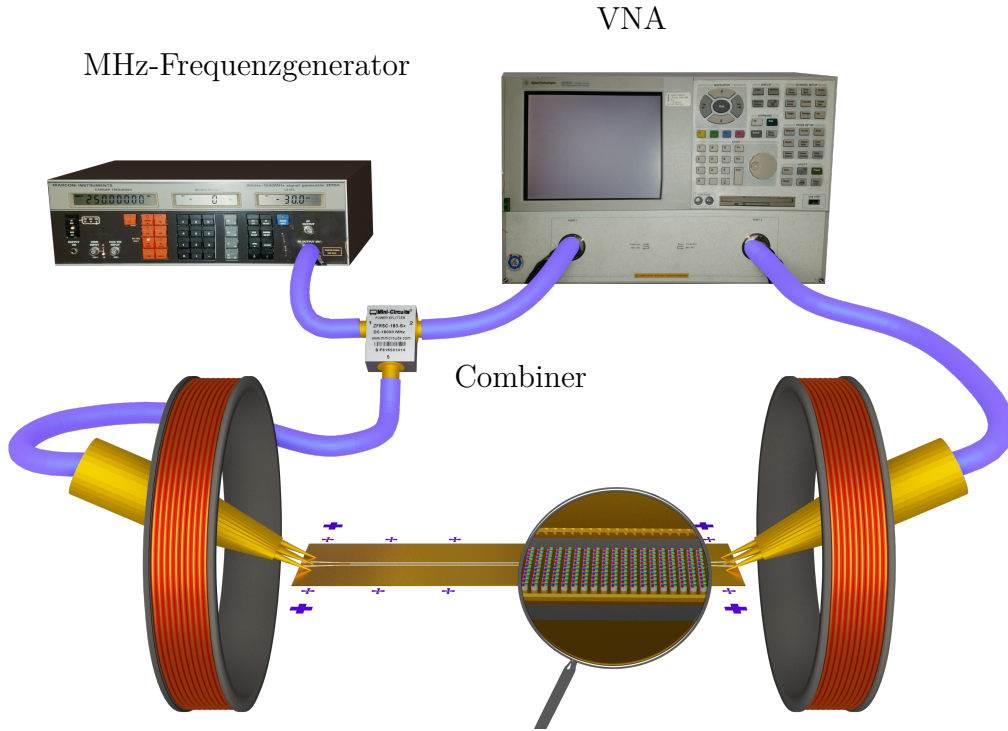


Abbildung 6.18.: Schematische Darstellung des erweiterten VNA-FMR-Aufbaus, um das Mikrowellensignal des VNA mit einem MHz-Signal zu kombinieren: Unter Verwendung eines „Combiner“ und mehrerer Hoch-Pass-Filter (nicht abgebildet) an den Mikrowellenleitungen zum VNA ist es möglich zusätzlich ein MHz-Signal einzuspeisen. Durch entsprechende Verstärkung erhält man ein MHz-Signal mit einer Amplitude von ca. 23 dBm (≈ 0.7 mT) an der Probe.

Die resultierenden Spektren in Abhängigkeit der Gyroanregungsamplitude sind in Abb. 6.19a-f dargestellt. Aus dem Vergleich der Spektren für verschiedene mögliche Gyrofrequenzen lässt sich erkennen, dass die Mode mit einer Frequenz von ca. 4.2 GHz für verschiedene Gyrofrequenzen oberhalb unterschiedlicher Gyrofelder $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}}$ zu niedrigeren Frequenzen verschoben wird. Dies erkennt man am Abknicken der eingezeichneten roten Hilfslinien. Durch Verfolgen der Position des Abknickens (markiert mit einem roten Punkt) erkennt man ein deutliches Minimum des notwendigen Gyroanregungsfeldes bei einer Frequenz von 190 MHz. Dies lässt sich auch dadurch bestimmen, dass die Änderung des Anregungsfeldes an diesem Punkt in eine absorbierte Leistung umgerechnet wird (Abb. 6.19g) und anschließend mit einem Lorentz gefittet wird. Damit erhält man ebenfalls eine maximale Absorption bei 190 MHz mit einer Linienbreite kleiner 10 MHz, was ein guter Wert für die Linienbreite der Gyromode ist (vgl. Abb. 6.6c).

Für die Gyrofrequenz von 190 MHz wird das Spektrum in Abbildung 6.20a näher

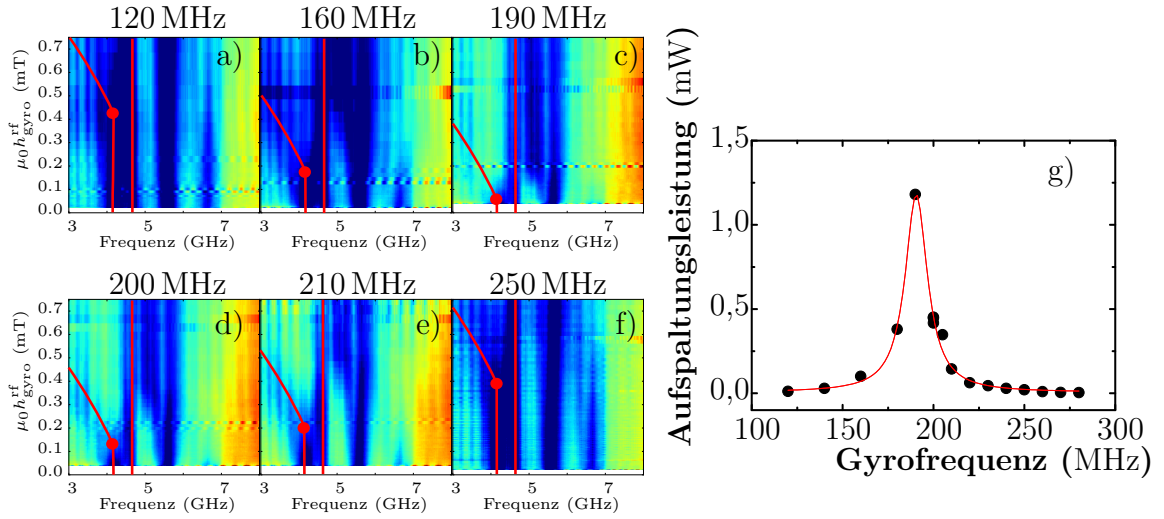


Abbildung 6.19.: Die in (a)-(f) dargestellten VNA-FMR-Spektren wurden bei simultaner Anregung für mögliche Gyrofrequenzen zwischen 120 MHz und 280 MHz und variabler Amplitude $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}}$ dieser Frequenz gemessen. Aus dem Vergleich der Spektren erkennt man, dass sich die Mode mit einer Frequenz von ca. 4.2 GHz jeweils bei einem anderen anregenden Feld $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}}$ zu niedrigeren Frequenzen verschiebt. Zur besseren Veranschaulichung ist die Verschiebung rot nachgezeichnet und das entsprechende Feld markiert. Diese Gyroanregung, bei der diese Verschiebung/Aufspaltung eintritt, wird in (g) als absorbierte Leistung („Aufspaltungsleistung“) aufgetragen und mit einer lorentzförmigen Linie gefittet. Dort zeigt sich ein Maximum bei 190 MHz und eine Linienbreite der Gyromode von ca. 10 MHz.

betrachtet. Dazu werden die Absorptionsmaxima markiert und mit Linien verbunden. Zusätzlich zu den Simulationen von H.G. Bauer sind auch neue eigene Simulationen in Abb. 6.20b dargestellt. Betrachtet man diese Ergebnisse zusammen mit den Simulationen in Abb. 6.17, so findet man jeweils im Bereich $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}} \leq 0.2 \text{ mT}$ die gleiche Frequenzverschiebung der Mode bei 4.2 GHz. Auch die Abnahme der Amplitude für niedrige Gyroanregungen $0.05 \text{ mT} \leq \mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}} \leq 0.15 \text{ mT}$ und die erneute Zunahme für höhere Anregungsamplituden $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}} \geq 0.15 \text{ mT}$ lässt sich daraus erkennen. Die Verschiebung der Mode bei 5.5 GHz ist nicht direkt aus den Simulationen erklärbar. Da die gemessenen Py-Scheiben evtl. etwas zu groß sind, könnte es sich direkt um die Verschiebung und Aufspaltung der ($n = 2$, $m = -1$)-Mode handeln. Beim Vergleich der hohen Anregungsfelder $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}} > 0.2 \text{ mT}$ bei den Messungen und Simulationen in Grafik 6.20 sieht man ebenfalls die Existenz mehrerer Moden mit in diesem Bereich konstanter Frequenz (vertikale Linien).

Zusammenfassend konnten die experimentellen Messungen mit dem erweiterten VNA-FMR-Aufbau die Simulationen gut verifizieren und eine deutliche Aufspal-

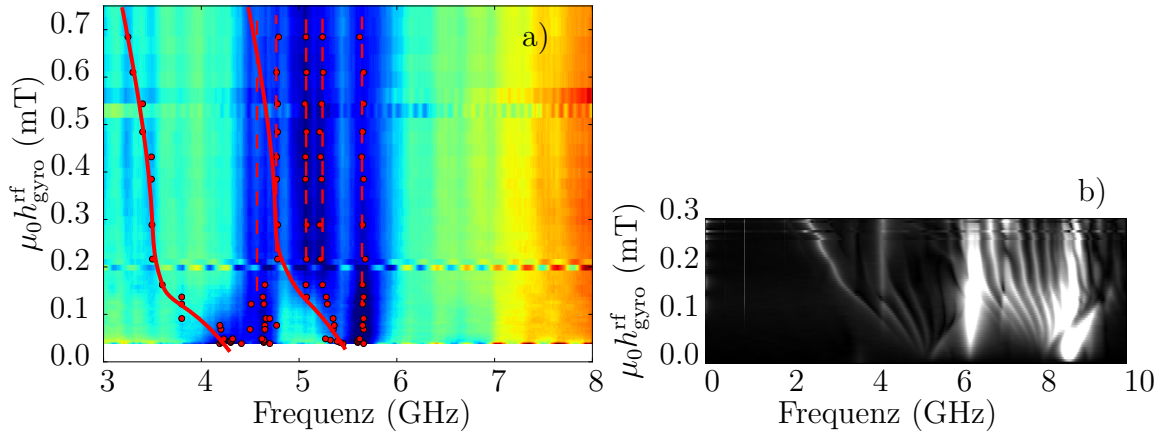


Abbildung 6.20.: Gemessenes VNA-FMR-Spektrum (a) bei simultaner Anregung mit einer Gyrofrequenz von 190 MHz (Abb. 6.19c): Die maximalen Absorptionslinien werden für verschiedene Anregungsamplituden ausgemessen, markiert (rote Punkte) und mit Linien verbunden. Zusätzlich ist in (b) eine zu den Simulationen von H.G. Bauer und den experimentellen Messungen analoge Simulation für eine Gyrofrequenz von 250 MHz dargestellt. Bei der Betrachtung der Linien in (a) erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung mit diesen Simulationen (b) und im Bereich $\mu_0 h_{\text{gyro}}^{\text{rf}} \leq 0.2$ mT auch ein Bild, das gut mit der Simulation (Abb. 6.17) von H.G. Bauer vergleichbar ist.

tung der ersten Spinwellenmode ($n = 1$, $m = -1$) zeigen. Auch sind evtl. bei den Messungen bereits die Frequenzverschiebung und Aufspaltung der ($n = 2$, $m = -1$)-Mode sowie die unbeeinflusste ($n = 1$, $m = +1$)-Mode erkennbar.

6.5. Zusammenfassung der Resultate an zylindrischen Permalloy-Scheiben

In diesem Kapitel wurden verschiedene zylindrische Permalloy-Scheiben mit Methoden der ferromagnetischen Resonanz untersucht. Dabei wurden experimentelle FMR-Messungen und mikromagnetische Simulationen durchgeführt.

Im Abschnitt 6.2 wurden zuerst die Spinwellenmoden 50 nm dicker Py-Scheiben mit einem Durchmesser von $1.6 \mu\text{m}$ mit einem klassischen VNA-FMR-Aufbau gemessen und anschließend mit Simulationen verglichen. Zusätzlich wurden die Magnetisierungsverteilungen der Spinwellenmoden aus diesen Simulationen bestimmt. Außerdem konnte das Schaltverhalten und die quasiuniforme Magnetisierung betrachtet werden.

Im Abschnitt 6.3 wurde das lineare und nichtlineare Verhalten von zylindrischen Scheiben mit verschiedenen Durchmessern zwischen 200 nm und 700 nm

mit zeitaufgelösten XMCD-FMR-Messungen analysiert. Diese Ergebnisse wurden mit den bereits von H.G. Bauer gemachten Messungen an ausgedehnten Filmen und auch neuen Messungen verglichen. Analog dazu wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Aus den dort untersuchten Strukturen bei 5.5 GHz erkennt man, dass im Vergleich zu ausgedehnten Filmen deutlich höhere dynamische Felder nötig sind, um bei zylindrischen Scheiben eine nichtlineare dynamische Auslenkung anzuregen. Diese notwendigen Felder nehmen sowohl mit abnehmendem Durchmesser als auch mit abnehmender Dicke zu. Außerdem erkennt man, dass für 5.5 GHz die zylindrischen Scheiben wegen einer quasiuniformen Magnetisierungsverteilung eine etwas niedrigere dynamische Auslenkung im linearen Bereich besitzen (vgl. Experiment in Abb. 6.13 und Simulation in Abb. 6.14) .

Zuletzt wurden in Kapitel 6.4 die von H.G. Bauer [33, 210] gemachten Simulationen zur simultanen Anregung der Gyro- und Spinwellenmoden mit einem neuen erweiterten VNA-FMR-Aufbau an 50 nm dicken Py-Scheiben mit einem Durchmesser von ca. 1.6 μm experimentell bestätigt. Dabei findet man durch simultane Anregung dieser Moden eine deutliche Verschiebung der ersten Spinwellenmode in Abhängigkeit der Amplitude der Gyrofrequenz.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, zwei unterschiedliche Systeme mit verschiedenen Methoden der Ferromagnetischen Resonanz zu erforschen. Das erste Materialsystem bestand aus ausgedehnten Doppellagen von Ferromagneten/Ferrimagneten und Normalmetallen. Diese Doppelschichten wurden in Kapitel 5 auf den Spin-Pumpen-Effekt untersucht. Dabei wurden $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Permalloy (Py)) und YIG als ferromagnetische oder ferrimagnetische Materialien und verschiedene Normalmetalle verwendet. Besonders an Pt als Normalmetall wurden wichtige Parameter für das Spin-Pumpen bestimmt. Dafür wurde sowohl die ferromagnetische Resonanz als auch der Inverse Spin-Hall-Effekt gemessen, um die Spin-Mixing-Conductivity (Spin-Mixing-Leitfähigkeit) (Abschnitt 5.1.1) für YIG/Pt ($\frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{YIG/Pt}}} = 0.94 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$) und für Py/Pt ($\frac{g^{\uparrow\downarrow}}{S_{\text{Py/Pt}}} = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$) und die Spin-Diffusionslänge (Abschnitt 5.1.2) für Pt ($\lambda_{\text{sd}} = 1.5 \text{ nm} - 4.5 \text{ nm}$) zu erhalten. In Abschnitt 5.4 wurde eine neue Methode unter Verwendung von XMCD-FMR-Messungen zur Bestimmung des Spin-Hall-Winkels $\alpha_{\text{SH}} = 0.15$ für Pt vorgestellt. Die hier verwendete Messmethode mit ISHE-XMCD-FMR hat den Vorteil, dass die dynamische Auslenkung zeitgleich zu den ISHE-Messungen ermittelt werden kann und somit nicht mit Hilfe der berechneten Suszeptibilität aus den simulierten Feldern bestimmt werden muss. Es wäre sinnvoll in weiteren Messungen diese Messmethode auf einen größeren Frequenzbereich zu erweitern. Dazu kann neben den in dieser Arbeit verwendeten kohärenten XMCD-FMR-Messungen¹ des Auslenkwinkels bei niedrigen Frequenzen (vgl. Abschnitt 3.3) auch mit der inkohärenten Messmethode ohne Phasensynchronisation zwischen Röntgenpulsen und Mikrowellen (vgl. Ref. [33]) die dynamische Auslenkung bei höheren Frequenzen untersucht werden.

Außerdem wurde in Kapitel 5.5 auch die Temperaturabhängigkeit des Spin-Pumpens an YIG und YIG/Pt betrachtet. Dabei zeigt sich eine leichte Erhöhung der Spin-Mixing-Conductivity für niedrige Temperaturen. Für sehr niedrige Temperaturen ($< 60 \text{ K}$) ist außerdem eine deutlich erhöhte Dämpfung erkennbar. Dies wird mit großer Wahrscheinlichkeit von den Gadolinium-Atomen am Übergang

¹Bei der kohärenten Messung werden die Mikrowellen mit den einfallenden Röntgenpulsen synchronisiert. Somit ist es möglich durch Einstellung der Phase der Mikrowellen den Realteil und den Imaginärteil der dynamischen Suszeptibilität zu unterscheiden. Da dabei die Dauer der Röntgenpulse sehr wichtig ist, kann diese Messung nur für niedrige Frequenzen ($< 6 \text{ GHz}$) verwendet werden.

zwischen YIG und dem GGG-Substrat erzeugt. Um dies zu überprüfen, wäre es sinnvoll, die untersuchten YIG- und YIG/Pt-Schichten auch auf einem anderen Substrat (z.B. Yttrium Aluminium Granat (YAG)) zu betrachten.

Das zweite untersuchte System besteht aus zylindrischen magnetischen Permalloy-Scheiben, die auf Grund der reduzierten Dimensionen und der Form ein deutlich verändertes Spinwellenspektrum im Vergleich zu ausgedehnten Filmen besitzen. Das Modenspektrum und die verschiedenen Zustände wurden dazu zuerst in den Abschnitten 6.1 und 6.2 durch Messungen und Simulationen bestimmt und analysiert. Um den Einsatz solcher Nanoelemente z.B. in Speichermedien verwenden zu können, ist es notwendig, das Schaltverhalten dieser Scheiben zu verstehen. Im Grundzustand besitzen diese Scheiben einen relativ stabilen Vortex-Zustand (Abschnitt 6.2.2). Durch Anlegen eines externen Feldes kann dieser Vortex aus den Scheiben verdrängt werden und es kann eine quasiuniforme Mode ähnlich der uniformen FMR-Mode untersucht werden (Abschnitt 6.2.3).

An dieser quasiuniformen Resonanzmode wurde anschließend in Abschnitt 6.3 das lineare und nichtlineare Verhalten der zylindrischen Py-Scheiben in Resonanz ermittelt. Um dieses Verhalten zu betrachten, wurde die dynamische Komponente der Magnetisierung mit dem dynamischen zeitaufgelösten XMCD gemessen und anschließend mit mikromagnetischen Simulationen verifiziert. Diese Messungen wurden sowohl an verschiedenen Scheiben mit einem Durchmesser zwischen 260 nm-690 nm und einer Dicke von 20 nm und 40 nm als auch an ausgedehnten Filmen mit den gleichen Dicken betrachtet. Anhand der 40 nm dicken Strukturen findet man für anregende Felder $\mu_0 h_{\text{rf}} \leq 1$ mT einen deutlichen Unterschied zwischen dem linearen und nichtlinearen Verhalten. Diese dynamische Auslenkung ist im linearen Regime für zylindrische Scheiben im Vergleich zu ausgedehnten Filmen aufgrund der quasiuniformen FMR-Mode etwas reduziert. Im nichtlinearen Regime erkennt man hingegen mit abnehmendem Radius eine Zunahme der dynamischen Auslenkung, ebenso nimmt das notwendige Mikrowellenfeld für eine nichtlineare dynamische Anregung zu.

Um das nichtlineare Verhalten zylindrischer Scheiben vollständig zu verstehen und weitere Informationen über Relaxierungsprozesse und Magnonen-Streuung zu erhalten, wäre es nützlich, zusätzlich zu den kohärenten Messungen ebenfalls inkohärente XMCD-FMR-Messungen durchzuführen. Auch eine Untersuchung bei höheren anregenden Frequenzen wäre sinnvoll, da dann die Resonanz der uniformen Mode der Scheiben ebenfalls bei höheren externen Feldern liegt und die Scheiben deutlich uniformer magnetisiert sind. Außerdem könnte man die lineare und nichtlineare Magnetisierungsverteilung mit einem zeitaufgelösten Röntgenmikroskop in einem Aufbau des Max-Planck-Instituts, welcher ebenfalls

am Elektronenspeicherring Bessy II in Berlin stationiert ist, untersuchen.

Zuletzt waren in Abschnitt 6.4 die theoretischen Simulationen von H.G. Bauer [33, 210] bei simultaner Anregung der Gyro- und Spinwellenmoden an 50 nm dicken Py-Scheiben mit einem Durchmesser von 1.6 μm von Interesse. Diese Simulationen konnten mit Messungen an einem neu entwickelten VNA-FMR-Aufbau verifiziert werden. Dabei zeigt sich sowohl in den Experimenten als auch in den Simulationen, dass durch die simultane Anregung die erste Spinwellenmode ($n = 1$, $m = -1$) bei ca. 4.2 GHz und die Mode ($n = 2$, $m = -1$) bei ca. 5.5 GHz aufgespalten und zu niedrigeren Frequenzen verschoben werden. Gleichzeitig bleibt die zweite Spinwellenmode ($n = 1$, $m = +1$) bei ca. 4.8 GHz unberührt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die untersuchten zylindrischen Scheiben auf Grund der Dimensionen zu groß für aktuelle magnetische Speichermedien sind, aber als interessantes Modellsystem betrachtet werden können. Auch die Messungen zum Spin-Pumpen haben viele Ergebnisse geliefert und können als Grundlage für weitere Untersuchungen verwendet werden.

A. Anhang

A.1. Berechnung der uniformen Ferromagnetischen Resonanz

A.1.1. Herleitung der allgemeinen Resonanzbedingung

Für den Fit der Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes entlang beliebiger Raumrichtungen ist es notwendig, eine allgemeine Form der Resonanzbedingung zu haben. Bei den meisten Herleitungen wird der dreidimensionale Raum auf eine Ebene eingeschränkt und die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung für diesen Spezialfall gelöst. Bei der nachfolgenden Herleitung der Resonanzbedingung werden die dynamischen Aspekte der FMR, wie die Dämpfung in der LLG, vernachlässigt [29] und stattdessen nur der folgende Beitrag der Präzession zur Bewegungsgleichung verwendet:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \quad (\text{A.1})$$

Weiter ist es sinnvoll, ein neues sphärisches Koordinatensystem (vgl. Abb. A.1) einzuführen. In diesem Koordinatensystem ist die Orientierung des Magnetisierungsvektors in Beziehung zum kartesischen Koordinatensystem (X, Y, Z) gegeben durch die Winkel θ_M und φ_M [30, 49, 260]:

$$\vec{M} = \begin{pmatrix} M_X \\ M_Y \\ M_Z \end{pmatrix} = M_S \cdot \begin{pmatrix} \sin(\theta_M) \cos(\varphi_M) \\ \sin(\theta_M) \sin(\varphi_M) \\ \cos(\theta_M) \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Zur Herleitung benötigt man auch den radialen Anteil $\mu_0 H_M$, den polaren Anteil $\mu_0 H_{\theta_M}$ und den azimuthalen Anteil $\mu_0 H_{\varphi_M}$ des effektiven Feldes. Dieses lässt sich durch folgende Beziehung vom kartesischen Laborkoordinatensystem in das sphärische Koordinatensystem der Magnetisierung transformieren:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} H_M^{\text{eff}} \\ H_{\theta_M}^{\text{eff}} \\ H_{\varphi_M}^{\text{eff}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_X^{\text{eff}} \sin(\theta_M) \cos(\varphi_M) + H_Y^{\text{eff}} \sin(\theta_M) \sin(\varphi_M) + H_Z^{\text{eff}} \cos(\theta_M) \\ H_X^{\text{eff}} \cos(\theta_M) \cos(\varphi_M) + H_Y^{\text{eff}} \cos(\theta_M) \sin(\varphi_M) - H_Z^{\text{eff}} \sin(\theta_M) \\ -H_X^{\text{eff}} \sin(\varphi_M) + H_Y^{\text{eff}} \cos(\varphi_M) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

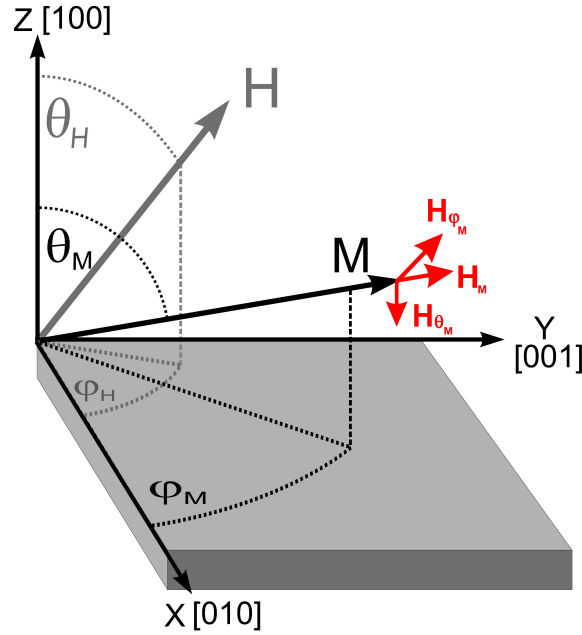


Abbildung A.1.: Die Komponenten $\mu_0 H_{\theta_M}$, $\mu_0 H_{\varphi_M}$ und $\mu_0 H_M$ des internen effektiven Feldes im sphärischen Koordinatensystem der Magnetisierung [49].

Dabei lässt sich \vec{H}_0 in kartesischen Koordinaten mit den Winkeln θ_H und φ_H schreiben:

$$\vec{H}_0 = \begin{pmatrix} H_X^{\text{eff}} \\ H_Y^{\text{eff}} \\ H_Z^{\text{eff}} \end{pmatrix} = H_{\text{eff}} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\theta_H) \cos(\varphi_H) \\ \sin(\theta_H) \sin(\varphi_H) \\ \cos(\theta_H) \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Für die Bewegungsgleichung (A.1) ergibt sich damit folgendes Gleichungssystem [46, 49]:

$$\frac{d\theta_M}{dt} = \gamma \mu_0 H_{\varphi_M}^{\text{eff}} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{d\varphi_M}{dt} \sin(\theta_M) = -\gamma \mu_0 H_{\theta_M}^{\text{eff}} \quad (\text{A.6})$$

wobei angenommen wird, dass M_S konstant ist [49].

Im thermodynamischen Gleichgewicht stimmt die Richtung des Magnetisierungsvektors \vec{M} mit der Orientierung des effektiven Magnetfeldes überein.

$$\mu_0 H_M^{\text{eff}} = -\frac{\partial \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial M_S} \quad (\text{A.7})$$

In diesem Gleichgewicht sind die Komponenten $\mu_0 H_{\theta_M}^{\text{eff}}$ und $\mu_0 H_{\varphi_M}^{\text{eff}}$ null. Die Gleichgewichtsorientierung ist definiert durch die Winkel $\theta_{M,0}$ und $\varphi_{M,0}$. Sie kann

mit folgenden Gleichungen bestimmt werden und muss ein Minimum der gesamten freien Energie sein [49, 260]:

$$\varepsilon_{\text{tot},\theta} \equiv \frac{\partial \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \theta_{\text{M}}} = 0 \text{ und } \varepsilon_{\text{tot},\varphi} \equiv \frac{\partial \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \varphi_{\text{M}}} = 0 \quad (\text{A.8})$$

Nimmt man nun eine Nichtgleichgewichtssituation mit nur einer kleinen Auslenkung aus der Gleichgewichtslage an, z.B. die Auslenkung der Magnetisierung durch ein kleines Mikrowellenmagnetfeld, so ist die Bedingung (A.8) nicht mehr erfüllt und die Orientierung des Magnetisierungsvektors \vec{M} wird durch die Komponenten $\mu_0 H_{\theta_{\text{M}}}^{\text{eff}}$ und $\mu_0 H_{\varphi_{\text{M}}}^{\text{eff}}$ des effektiven Feldes verändert.

$$\mu_0 H_{\theta_{\text{M}}}^{\text{eff}} = -\frac{\varepsilon_{\text{tot},\theta}}{M_{\text{S}}} \quad (\text{A.9})$$

$$\mu_0 H_{\varphi_{\text{M}}}^{\text{eff}} = -\frac{\varepsilon_{\text{tot},\varphi}}{M_{\text{S}} \sin(\theta_{\text{M}})} \quad (\text{A.10})$$

Die Abweichung aus der Gleichgewichtsorientierung $\theta_{\text{M},0}$ und $\varphi_{\text{M},0}$ ist sehr klein und es ist möglich, diese sehr kleine Auslenkung folgendermaßen zu beschreiben:

$$\delta\theta_{\text{M}}(t) = \theta_{\text{M}}(t) - \theta_{\text{M},0} \quad (\text{A.11})$$

$$\delta\varphi_{\text{M}}(t) = \varphi_{\text{M}}(t) - \varphi_{\text{M},0} \quad (\text{A.12})$$

So kann man sich auf die linearen Terme für $\varepsilon_{\text{tot},\theta}$ und $\varepsilon_{\text{tot},\varphi}$ beschränken:

$$\varepsilon_{\text{tot},\theta} = \varepsilon_{\text{tot},\theta\theta}\delta\theta_{\text{M}} + \varepsilon_{\text{tot},\theta\varphi}\delta\varphi_{\text{M}} \quad (\text{A.13})$$

$$\varepsilon_{\text{tot},\varphi} = \varepsilon_{\text{tot},\varphi\theta}\delta\theta_{\text{M}} + \varepsilon_{\text{tot},\varphi\varphi}\delta\varphi_{\text{M}} \quad (\text{A.14})$$

wobei die zweiten Ableitungen der freien Energie $\varepsilon_{\text{tot},\theta\theta}$, $\varepsilon_{\text{tot},\varphi\varphi}$ und $\varepsilon_{\text{tot},\theta\varphi}$ jeweils im Gleichgewichtszustand berechnet werden. Aus den Gleichungen (A.5), (A.6), (A.9), (A.10), (A.13) und (A.14) erhält man nun ein System zweier linearer gekoppelter Bewegungsgleichungen, die kleine Oszillationen der Magnetisierung um die Gleichgewichtsrichtung beschreiben.

$$-\frac{1}{\gamma}M_{\text{S}} \sin(\theta_{\text{M},0}) \cdot \frac{d\delta\theta_{\text{M}}}{dt} = \varepsilon_{\text{tot},\varphi\theta}\delta\theta_{\text{M}} + \varepsilon_{\text{tot},\varphi\varphi}\delta\varphi_{\text{M}} \quad (\text{A.15})$$

$$\frac{1}{\gamma}M_{\text{S}} \sin(\theta_{\text{M},0}) \cdot \frac{d\delta\varphi_{\text{M}}}{dt} = \varepsilon_{\text{tot},\theta\theta}\delta\theta_{\text{M}} + \varepsilon_{\text{tot},\theta\varphi}\delta\varphi_{\text{M}} \quad (\text{A.16})$$

Zu diesem System homogener gekoppelter Gleichungen findet sich der Lösungsansatz $\delta\theta_{\text{M}}, \delta\varphi_{\text{M}} \propto \exp(i\omega t)$:

$$\varepsilon_{\text{tot},\theta\varphi}^2 - \varepsilon_{\text{tot},\theta\theta}\varepsilon_{\text{tot},\varphi\varphi} + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 M_{\text{S}}^2 \sin^2(\theta_{\text{M},0}) = 0 \quad (\text{A.17})$$

Damit kann die Resonanzbedingung für kleine Auslenkungen der Magnetisierung aus der Gleichgewichtsorientierung durch die zweite Ableitung der Energiedichte

der freien Energie nach den sphärischen Winkeln der Magnetisierung bestimmt werden [4, 29, 30, 49, 50, 261]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_S^2 \sin^2 \theta_M} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \theta_M^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \varphi_M^2} - \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial \varphi_M \partial \theta_M} \right)^2 \right) \quad (2.40)$$

Die Orientierung der Magnetisierung (θ_M, φ_M) weicht auf Grund der Anwesenheit von Anisotropien von der Richtung des externen DC-Magnetfeldes (θ_H, φ_H) ab. Die momentane Richtung der Magnetisierung \vec{M} muss daher durch Minimieren der gesamten freien Energiedichte ε_{tot} in Beziehung zu den sphärischen Koordinaten der Magnetisierung θ_M und φ_M bestimmt werden [4, 29, 30, 44, 260, 262].

Analog dazu lassen sich auch für die kanonischen Variablen m_y und m_z die LLG Gleichung (A.1) und die Bewegungsgleichungen (A.5) und (A.6) umschreiben. Nach analoger Herleitung erhält man folgende Resonanzbedingung [33, 46]:

$$\frac{\omega}{\gamma} = M_S \sqrt{\det \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y^2} & \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y \partial m_z} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z \partial m_y} & \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z^2} \end{pmatrix}} = \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z^2} - \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y \partial m_z} \right)^2 \quad (A.18)$$

Die Resonanzfrequenz ist damit proportional zur Krümmung der Energielandschaft in der Nähe der Gleichgewichtsorientierung. Die Dämpfung lässt sich bei der Lösung mit m_y und m_z in (A.5) und (A.6) durch Addition zusätzlicher Beiträge $\alpha \frac{dm_z}{dt}$ und $-\alpha \frac{dm_y}{dt}$ berücksichtigen. Die Resonanzbedingung ist damit [33, 262]:

$$\frac{\omega}{\gamma} = M_S \sqrt{\det \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y^2} & \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y \partial m_z} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z \partial m_y} & \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z^2} \end{pmatrix}} - i \frac{\alpha}{2} M_S \text{tr} \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y^2} & \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_y \partial m_z} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z \partial m_y} & \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{tot}}}{\partial m_z^2} \end{pmatrix} \quad (A.19)$$

Hierbei bezeichnen det die Determinante und tr die Spur der Matrizen. Somit ist die Präzession mit der Gaußschen Krümmung und die Relaxation mit der mittleren Krümmung der Energielandschaft der freien Energie für kleine α und kleine Präzessionswinkel verbunden [33].

A.1.2. Bestimmung der dynamischen Suszeptibilität

Im nachfolgenden Kapitel wird kurz die Herleitung der dynamischen Suszeptibilität für einen dünnen Film beschrieben. Diese ist analog zu den Herleitungen in Ref. [2, 18, 30, 37, 39]. Es wird angenommen, dass das externe magnetische Feld $\mu_0 \vec{H}_0$ und die Magnetisierung \vec{M} in der Probenebene liegen. Allerdings kann analog zur folgenden Herleitung auch für andere Konfigurationen die Suszeptibilität und damit die Resonanzbedingung bestimmt werden.

Wie bereits in Abschnitt 2.4.3.1 erwähnt, ist es sinnvoll in ein sphärisches Koordinatensystem (vgl. Abb. 2.3 und die Transformationsmatrizen (2.33) und (2.34)) zu wechseln. Damit ergeben sich folgende Beiträge zur freien Energie:

$$\varepsilon_{\text{dem}} = \frac{\mu_0}{2} \hat{N} \vec{M}^2 \quad (\text{A.20})$$

$$= \frac{\mu_0}{2} T_{(XYZ) \rightarrow (xyz)}(\theta_M, \phi_M) \hat{N} T_{(xyz) \rightarrow (XYZ)}(\theta_M, \phi_M) \vec{M}^2 \quad (\text{A.21})$$

$$\varepsilon_{\text{ani}} = -\frac{K_1^{\parallel}}{2} (\alpha_X^4 + \alpha_Y^4) - \frac{K_1^{\perp}}{2} \alpha_Z^4 - K_U^{\perp} \alpha_Z^2 - K_U^{\parallel} \frac{(\hat{n} \cdot \vec{M})^2}{M_S^2} \quad (\text{A.22})$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{K_1^{\parallel}}{2M_S^4} \left[(M_x \cos \varphi_M \sin \theta_M - M_y \sin \varphi_M - M_z \cos \varphi_M \cos \theta_M)^4 \right. \\ &\quad \left. + (M_x \sin \varphi_M \sin \theta_M + M_y \cos \varphi_M - M_z \sin \varphi_M \cos \theta_M)^4 \right] \\ &\quad - \frac{K_1^{\perp}}{2M_S^4} (M_x \cos \theta_M + M_z \sin \theta_M)^4 - \frac{K_U^{\perp}}{M_S^2} (M_x \cos \theta_M + M_z \sin \theta_M)^2 \\ &\quad - \frac{K_U^{\parallel}}{M_S^2} (M_x \sin \theta_M \cos (\varphi_M - \varphi_U) + M_y \sin (\varphi_M - \varphi_U) \\ &\quad + M_z \cos \theta_M \sin (\varphi_M - \varphi_U))^2 \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

$$\varepsilon_{\text{zee}} = -\mu_0 \vec{H}_0 \cdot \vec{M} \quad (\text{A.24})$$

Wegen der Makrospinnäherung verschwindet der Beitrag der Austauschenergie zum effektiven magnetischen Feld. Dieses lässt sich durch Ableiten der Beiträge der gesamten Energiedichte ε_{tot} nach der Magnetisierung bestimmen (Gl. (2.28)). Ausgehend vom entmagnetisierenden Feld gilt:

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{dem}} = -\mu_0 T_{(XYZ) \rightarrow (xyz)}(\theta_M, \phi_M) \hat{N} T_{(xyz) \rightarrow (XYZ)}(\theta_M, \phi_M) \vec{M} \quad (\text{A.25})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 H_x^{\text{dem}} &= -\mu_0 M_x \left[(N_X \cos (\varphi_M)^2 + N_Y \sin (\varphi_M)^2) \sin (\theta_M)^2 + N_Z \cos (\theta_M)^2 \right] \\ &\quad + \mu_0 M_y [N_X - N_Y] \cos (\varphi_M) \sin (\varphi_M) \sin (\theta_M) \\ &\quad + \mu_0 M_z [N_X \cos (\varphi_M)^2 + N_Y \sin (\varphi_M)^2 - N_Z] \sin (\theta_M) \cos (\theta_M) \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 H_y^{\text{dem}} &= \mu_0 M_x [N_X - N_Y] \cos (\varphi_M) \sin (\varphi_M) \sin (\theta_M) \\ &\quad - \mu_0 M_y [N_X \sin (\varphi_M)^2 + N_Y \cos (\varphi_M)^2] \\ &\quad - \mu_0 M_z [N_X - N_Y] \cos (\varphi_M) \sin (\varphi_M) \cos (\theta_M) \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 H_z^{\text{dem}} &= \mu_0 M_x [N_X \cos (\varphi_M)^2 + N_Y \sin (\varphi_M)^2 - N_Z] \sin (\theta_M) \cos (\theta_M) \\ &\quad - \mu_0 M_y [N_X - N_Y] \cos (\varphi_M) \sin (\varphi_M) \cos (\theta_M) \\ &\quad - \mu_0 M_z \left[(N_X \cos (\varphi_M)^2 + N_Y \sin (\varphi_M)^2) \cos (\theta_M)^2 + N_Z \sin (\theta_M)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

Dieses entmagnetisierende Feld ist zwar ein sehr komplexer Ausdruck, dieser vereinfacht sich allerdings je nach Form des Objekts. Der nächste Beitrag repräsentiert direkt das Feld aus der Zeemanenergie, welches dem externen statischen Magnetfeld (2.39) entspricht:

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{zee}} = \mu_0 \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = \mu_0 H_0 \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta_M \sin \theta_H \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \cos \theta_M \cos \theta_H \\ \sin \theta_H \sin(\varphi_H - \varphi_M) \\ -\cos \theta_M \sin \theta_H \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \sin \theta_M \cos \theta_H \end{pmatrix} \quad (\text{A.29})$$

Zuletzt gibt es noch den Beitrag aus der Anisotropieenergiedichte:

$$\begin{aligned} \mu_0 H_x^{\text{ani}} &= \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S^4} \left[(M_x \cos \varphi_M \sin \theta_M - M_y \sin \varphi_M - M_z \cos \varphi_M \cos \theta_M)^3 \cos \varphi_M \sin \theta_M \right. \\ &\quad \left. + (M_x \sin \varphi_M \sin \theta_M + M_y \cos \varphi_M - M_z \sin \varphi_M \cos \theta_M)^3 \sin \varphi_M \sin \theta_M \right] \\ &\quad + \frac{2K_1^{\perp}}{M_S^4} (M_x \cos \theta_M + M_z \sin \theta_M)^3 \cos \theta_M + \frac{2K_U^{\perp}}{M_S^2} (M_x \cos \theta_M + M_z \sin \theta_M) \cos \theta_M \\ &\quad + \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S^2} (M_x \sin \theta_M \cos(\varphi_M - \varphi_U) + M_y \sin(\varphi_M - \varphi_U) \\ &\quad + M_z \cos \theta_M \sin(\varphi_M - \varphi_U)) \sin \theta_M \cos(\varphi_M - \varphi_U) \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 H_y^{\text{ani}} &= \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S^4} \left[-(M_x \cos \varphi_M \sin \theta_M - M_y \sin \varphi_M - M_z \cos \varphi_M \cos \theta_M)^3 \sin \varphi_M \right. \\ &\quad \left. + (M_x \sin \varphi_M \sin \theta_M + M_y \cos \varphi_M - M_z \cos \varphi_M \cos \theta_M)^3 \cos \varphi_M \right] \\ &\quad + \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S^2} (M_x \sin \theta_M \cos(\varphi_M - \varphi_U) + M_y \sin(\varphi_M - \varphi_U) \\ &\quad + M_z \cos \theta_M \sin(\varphi_M - \varphi_U)) \sin(\varphi_M - \varphi_H) \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 H_z^{\text{ani}} &= \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S^4} \left[-(M_x \cos \varphi_M \sin \theta_M - M_y \sin \varphi_M - M_z \cos \varphi_M \cos \theta_M)^3 \cos \varphi_M \cos \theta_M \right. \\ &\quad \left. - (M_x \sin \varphi_M \sin \theta_M + M_y \cos \varphi_M - M_z \sin \varphi_M \cos \theta_M)^3 \sin \varphi_M \cos \theta_M \right] \\ &\quad + \frac{2K_1^{\perp}}{M_S^4} (M_x \cos \theta_M + M_z \sin \theta_M)^3 \sin \theta_M + \frac{2K_U^{\perp}}{M_S^2} (M_x \cos \theta_M + M_z \sin \theta_M) \sin \theta_M \\ &\quad + \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S^2} (M_x \sin \theta_M \cos(\varphi_M - \varphi_U) + M_y \sin(\varphi_M - \varphi_U) \\ &\quad + M_z \cos \theta_M \sin(\varphi_M - \varphi_U)) \cos \theta_M \sin(\varphi_M - \varphi_U) \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

Diese Felder lassen sich zum effektiven Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} = \mu_0 (\vec{H}_{\text{dem}} + \vec{H}_{\text{zee}} + \vec{H}_{\text{ani}} + \vec{h})$ zusammenfassen und in die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.30) einsetzen. Dazu wird noch der Ansatz (2.42) für die Magnetisierung und der Ansatz (2.41) für das dynamische magnetische Mikrowellenfeld verwendet. Da in dieser Arbeit

hauptsächlich Messungen betrachtet werden, bei denen die Magnetisierung und das externe magnetische Feld in der Probenebene liegen, kann man sich nachfolgend auf diesen Fall beschränken ($\theta_M = \theta_H = 90^\circ$).

Nach dem Einsetzen in die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung ergibt sich ein System aus drei Gleichungen. Diese können etwas vereinfacht werden, da die dynamischen Magnetisierungskomponenten m_y und m_z viel kleiner sind als die Sättigungsmagnetisierung M_S . Somit können höhere Ordnungen von m_y und m_z vernachlässigt und nur lineare Terme beibehalten werden. Ebenso sind auch die magnetischen Mikrowellenfelder $\mu_0 h_x^{\text{rf}}$, $\mu_0 h_y^{\text{rf}}$ und $\mu_0 h_z^{\text{rf}}$ sehr klein und werden linearisiert:

$$0 = +\frac{1}{2} \sin(2\varphi_M) (N_X - N_Y) \mu_0 M_S + \frac{1}{2} \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S} \sin(2\varphi_M - 2\varphi_U) - \frac{1}{4} \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S} \sin(4\varphi_M) + \mu_0 H_0 \sin(\varphi_H - \varphi_M) \quad (\text{A.33})$$

$$\begin{aligned} \frac{i\omega m_y}{\gamma} = & \left[(N_X \cos^2(\varphi_M) + N_Y \sin^2(\varphi_M)) \mu_0 M_S - \left(\mu_0 N_Z M_S - \frac{2K_U^{\perp}}{M_S} \right) \right. \\ & - \mu_0 H_0 \cos(\varphi_M - \varphi_H) - \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S} \cos^2(2\varphi_M - 2\varphi_U) \\ & \left. - \frac{1}{4} \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S} (3 + \cos(4\varphi_M)) - \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right] m_z + \mu_0 h_z M_S \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

$$\begin{aligned} \frac{i\omega m_z}{\gamma} e^{i\omega t} = & \left[- (N_X - N_Y) \mu_0 M_S \cos(2\varphi_M) + \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S} \cos(2\varphi_M - 2\varphi_U) \right. \\ & \left. + \mu_0 H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S} \cos(4\varphi_M) + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right] m_y e^{i\omega t} - \mu_0 h_y M_S e^{i\omega t} \\ & - \left[\frac{1}{2} \sin(2\varphi_M) (N_X - N_Y) \mu_0 M_S + \frac{1}{2} \frac{2K_U^{\parallel}}{M_S} \cos(2\varphi_M - 2\varphi_U) \right. \\ & \left. - \frac{1}{4} \frac{2K_1^{\parallel}}{M_S} \sin(4\varphi_M) + \mu_0 H_0 \sin(\varphi_H - \varphi_M) \right] M_S \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Durch Einsetzen von Gleichung (A.33) lässt sich Gleichung (A.35) weiter vereinfachen und das Gleichungssystem reduziert sich zu zwei gekoppelten Gleichungen. Bei der Verwendung beispielsweise in Fitfunktionen ist es üblich die Anisotropiekonstanten K_x zu ersetzen. Dazu definiert man folgende Anisotropiefelder $\mu_0 H_{K_x}$:

$$\mu_0 H_{K_x} = \frac{2K_x}{M_S} \quad (\text{A.36})$$

Experimentell lässt sich durch FMR-Messungen der entmagnetisierende Beitrag in Z -Richtung nicht von der uniaxialen senkrechten Anisotropie unterscheiden. Daher wird das effektive entmagnetisierende Feld $\mu_0 M_{\text{eff}}$ definiert [30]:

$$\mu_0 M_{\text{eff}} = \mu_0 N_Z M_S - \frac{2K_U^\perp}{M_S} \quad (\text{A.37})$$

Nach dem Vereinfachen der Gleichungen (A.33)-(A.35) ergibt sich folgendes gekoppelte zweidimensionale Gleichungssystem:

$$\mu_0 h_y M_S = \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) m_y - \frac{i\omega}{\gamma} m_z \quad (\text{A.38})$$

$$\mu_0 h_z M_S = \left(\mu_0 \mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) m_z + \frac{i\omega}{\gamma} m_y \quad (\text{A.39})$$

$\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$ und \mathcal{B}_{eff} können als effektives magnetisches Feld und effektive magnetische Induktion gesehen werden [39]:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{\text{eff}} = & - \left(N_X \cos^2(\varphi_M) + N_Y \sin^2(\varphi_M) \right) \mu_0 M_S + \mu_0 M_{\text{eff}} + \mu_0 H_0 \cos(\varphi_M - \varphi_H) \\ & + \frac{2K_U^\parallel}{M_S} \cos^2(2\varphi_M - 2\varphi_U) - \frac{1}{4} \frac{2K_1^\parallel}{M_S} (3 + \cos(4\varphi_M)) \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} = & - (N_X - N_Y) \mu_0 M_S \cos(2\varphi_M) + \frac{2K_U^\parallel}{M_S} \cos(2\varphi_M - 2\varphi_U) \\ & + \mu_0 H_0 \cos(\varphi_H - \varphi_M) + \frac{2K_1^\parallel}{M_S} \cos(4\varphi_M) \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Die Ausdrücke (A.40) und (A.41) gelten für den in-plane Fall ($\theta_M = \theta_H = 90^\circ$). Für den Spezialfall, dass sich das externe Feld parallel zu einer leichten Achse bewegt $\varphi_M = \varphi_H = \varphi_U = 0^\circ$, lassen sich analog dazu ebenfalls die Gleichungen (A.38) und (A.39) mit entsprechendem \mathcal{B}_{eff} und $\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}}$ finden:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{\text{eff}} = & (\mu_0 N_X M_S - \mu_0 M_{\text{eff}}) \cos(2\theta_M) + \mu_0 H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) \\ & + \frac{2K_1^\perp}{M_S} \frac{1}{2} (\cos(2\theta_M) + \cos(4\theta_M)) + \left(\frac{2K_U^\parallel}{M_S} + \frac{2K_1^\parallel}{M_S} \right) \sin^2(\theta_M) \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} = & - \left(N_X \sin^2(\theta_M) - N_Y \right) \mu_0 M_S - \mu_0 M_{\text{eff}} \cos(\theta_M)^2 + \mu_0 H_0 \cos(\theta_H - \theta_M) \\ & + \frac{2K_1^\perp}{M_S} \cos(\theta_H)^4 + \left(\frac{2K_U^\parallel}{M_S} + \frac{2K_1^\parallel}{M_S} \right) \sin^2(\theta_M) - \frac{1}{8} \frac{2K_1^\parallel}{M_S} (1 - \cos(4\theta_M)) \end{aligned} \quad (\text{A.43})$$

Zurück zu den Gleichungen (A.38) und (A.39): Diese können nun mit der dynamischen Suszeptibilität verglichen werden. Sie ist definiert durch die Reaktion

der dynamischen Magnetisierung auf das externe magnetische Mikrowellenfeld:

$$\vec{m}^{\text{rf}} = \chi \vec{h}^{\text{rf}}, \quad (\text{A.44})$$

Im vorliegenden Fall ergibt sich folgende Suszeptibilitätsmatrix:

$$\begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_y \\ h_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.45})$$

mit den Matrixelementen

$$\chi_{yy} = \frac{-\mu_0 M_S \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (\text{A.46})$$

$$\chi_{yz} = \frac{-\mu_0 M_S \frac{i\omega}{\gamma}}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (\text{A.47})$$

$$\chi_{zy} = \frac{\mu_0 M_S \frac{i\omega}{\gamma}}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (\text{A.48})$$

$$\chi_{zz} = \frac{-\mu_0 M_S \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)}{\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 - \left(\mathcal{B}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right) \left(\mu_0 \mathcal{H}_{\text{eff}} + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (\text{A.49})$$

A.2. Spinwellendispersionsrelation

A.2.1. Bewegungsgleichung zur Bestimmung der Spinwellendispersionsrelation

Kalinikos und Slavin [78] haben 1986 für einen dünnen Film mit Filmdicke L die Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ der Spinwellen

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}(\vec{r}) \exp \left[i \left(\omega t - \vec{k} \vec{r} \right) \right] \quad (\text{A.50})$$

beschrieben. Für die Bewegungsgleichung wird das magnetische Feld in der Probe benötigt. Ohne kristalline Anisotropien lässt sich dieses effektive Feld folgendermaßen schreiben [263]:

$$\vec{H}_{\text{eff}}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}', t) + \frac{A}{\mu_0 M_S^2} \nabla^2 \vec{M}(\vec{r}, t) + \mu_0 \int G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{M}(\vec{r}', t) d\vec{r}' \quad (\text{A.51})$$

mit der Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_0 \vec{x} + \vec{m}(\vec{r}, t)$, dem internen effektiven Feld $\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}(\vec{r}, t) = \mu_0 H_i(\vec{r}) \vec{x} + \mu_0 \vec{h}(\vec{r}, t)$ und dem Tensor der Greenschen Funktion der Dipol-Dipol-Wechselwirkung.

Es kann dabei auch $l_{\text{ex}}^2 = \frac{A}{\mu_0 M_S^2}$ eingesetzt werden. Für diese Berechnung werden die linearisierte Landau-Lifschitz Bewegungsgleichung und die Maxwellgleichungen im magnetostatischen Limit zu einer Gleichung zusammengefasst:

$$\left[-l_{\text{ex}}^2 \omega_M \nabla^2 + \omega_H(\vec{r}) \right] \hat{I} \vec{m}(\vec{r}) = -i\omega \hat{T} \vec{m}(\vec{r}) + \int G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{m}(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (\text{A.52})$$

Mit $\omega_H(\vec{r}) = \gamma \mu_0 H_i(\vec{r})$ und $\omega_M = \gamma \mu_0 M_S$. Auf Grund der Symmetrie und der Linearisierung der LLG handelt es sich um ein quasi-zweidimensionales Problem mit

$$\hat{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \hat{T} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \vec{m} = \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.53})$$

Außerdem reduziert sich die Greensche Funktion $G(\vec{r}, \vec{r}')$ zu der zweidimensionalen Funktion $G_{y,z}(\vec{r}, \vec{r}')$

$$G_{y,z}(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{pmatrix} G_{yy} & G_{yz} \\ G_{zy} & G_{zz} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.54})$$

In Gl. (A.52) stellt der erste Term den Beitrag der Austauschwechselwirkung dar. Der zweite Term $\omega_H(\vec{r})$ beschreibt das ortsabhängige statische effektive Feld im magnetischen Element (Zeemanterm). Der nächste von ω abhängige Beitrag resultiert von der Zeitableitung in der Landau-Lifschitz-Gleichung. Der letzte Term beinhaltet die dynamischen Beiträge zum internen effektiven Feld. Die Lösung der Gleichung ist relativ komplex, da die Gleichung sowohl integrale als auch differentielle Terme enthält. Somit ist sie im Allgemeinen nur numerisch zu lösen [78, 263].

Die sehr allgemeine obige Gleichung (A.52) kann durch Einsetzen der entsprechenden Greenschen Funktion $G(\vec{r}, \vec{r}')$ für verschiedene Geometrien angepasst werden (vgl. Ref. [263]). Zusätzlich sind neue Randbedingungen für $\vec{m}(\vec{r})$ für die Ränder und Oberflächen der magnetischen Struktur notwendig [78, 263].

A.2.2. Spinwellendispersionsrelation zylindrischer Scheiben

Guslienکو und Slavin [226] haben 2000 in ihrer Arbeit die Spinwellendispersionsrelation für in-plane magnetisierte Scheiben (Radius R , Dicke L) ohne Anisotropien bestimmt. Sie machten dabei die Annahme, dass der Radius der zylindrischen Scheiben viel größer ist als ihre Dicke und damit die Magnetisierungsverteilung parallel zur Höhe als uniform angenommen werden kann. Für ihre Herleitung verwenden sie die Bewegungsgleichung (A.52) aus dem vorherigen Abschnitt A.2.1 für Dipol-Exchange-Spinwellen von Kalinikos und Slavin [78]. Für eine in der

Probenebene magnetisierte Probe findet man auf Grund der zylindrischen Form der Scheiben auch bei einer uniformen Magnetisierung in der Probenebene eine nichtuniforme Verteilung des statischen entmagnetisierenden Feldes $\mu_0 \vec{H}_{\text{dem}}$ (vgl. Ref. [226]).

Als Ansatz für die Magnetisierung kann man allgemein

$$m_z(\rho, \varphi), m_{\parallel}(\rho, \varphi) \propto M_S J_m \left(\frac{\alpha_{mn}}{R} \rho \right) \Phi_m(\varphi) \quad (\text{A.55})$$

wählen [226]. Dabei ist α_{mn} die n -te Lösung der Gleichung $x J'_m(x) + d J_m(x) = 0$ mit dem Pinning-Parameter d ¹, der das Pinnen der Eigenfunktionen am Rand der Scheiben auf Grund beispielsweise einer Oberflächenanisotropie beschreibt [226, 264]. Dieser Ansatz setzt sich aus einem radialen Anteil $J_m \left(\frac{\alpha_{mn}}{R} \rho \right)$ und einem azimutalen winkelabhängigen $\Phi_m(\varphi)$ zusammen. Der winkelabhängige Anteil kann als $\Phi_m(\varphi) = \exp(im\varphi)$, $\cos(m\varphi)$ oder $\sin(m\varphi)$ gewählt werden. Im radialen Anteil findet man wie bei der Lösung akustischer Wellen in/auf runden Scheiben die Besselfunktionen $J_m(x)$ mit dem ganzzahligen Index $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Für die genäherten Resonanzfrequenzen ergeben sich zuletzt [226]:

$$\begin{aligned} \omega_{mn}^2 = & \left(\omega_H + \omega_M \frac{l_{\text{ex}}^2}{R^2} \alpha_{mn}^2 + \omega_M h \left(\frac{L}{R} \right) + \omega_M \frac{1}{2} c_m f \left(\frac{L}{R} \alpha_{mn} \right) \right) \\ & \times \left(\omega_H + \omega_M \frac{l_{\text{ex}}^2}{R^2} \alpha_{mn}^2 + \omega_M h \left(\frac{L}{R} \right) + \omega_M - \omega_M f \left(\frac{L}{R} \alpha_{mn} \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.56})$$

mit

$$f(x) = 1 - \frac{1 - \exp(-x)}{x} \quad (\text{A.57})$$

$$h(\beta) = - \int_0^\infty \frac{dt}{t} f(\beta t) J_1^2(t) \quad (\text{A.58})$$

$$c_m = (0, 1/2, -1/2) \delta_{m1} + 1 \quad (\text{A.59})$$

wobei δ_{mn} das Kronecker-Delta ist.

Nach dieser Funktion A.56 lassen sich für alle Moden individuell die Resonanzfrequenzen berechnen. Sie wird hier aber nur zum Zweck der Vollständigkeit erwähnt und findet keine Verwendung.

¹Für ungepinnte Oberflächenspins gilt: $d = 0$ [226].

Veröffentlichungen

- **Tuning Spin Hall Angles by Alloying**
M. Obstbaum, M. Decker, A.K. Greitner, M. Haertinger, T.N.G. Meier, M. Kronseder, K. Chadova, S. Wimmer, D. Ködderitzsch, H. Ebert, C.H. Back
Phys. Rev. Lett. **117**, 167204 (2016)
- **Spin pumping in YIG/Pt bilayers as a function of layer thickness**
M. Haertinger, C.H. Back, J. Lotze, M. Weiler, S. Geprägs, H. Huebl, S.T.B. Goennenwein, G. Woltersdorf
Phys. Rev. B **92**(5), 054437 (2015)
- **Magnetization dynamics in an exchange-coupled NiFe/CoFe bilayer studied by x-ray detected ferromagnetic resonance**
G.B.G. Stenning, L.R. Shelford, S.A. Cavill, F. Hoffmann, M. Haertinger, T. Hesjedal, G. Woltersdorf, G. J. Bowden, S.A. Gregory, C.H. Back, P.A.J. de Groot, G. van der Laan
New J. Phys. **17**, 013019 (2015)
- **Inverse spin Hall effect in Ni₈₁Fe₁₉/normal-metal bilayers**
M. Obstbaum, M. Haertinger, H.G. Bauer, T. Meier, F. Swientek, C.H. Back, G. Woltersdorf
Phys. Rev. B **89**, 060407 (2014)
- **Self-consistent determination of the key spin-transfer torque parameters from spin-wave Doppler experiments**
J.-Y. Chauleau, H.G. Bauer, H.S. Koerner, J. Stigloher, M. Haertinger, G. Woltersdorf, C.H. Back
Phys. Rev. B **89**, 020403 (2014)
- **Magnetic phase transition in iron-rhodium thin films probed by ferromagnetic resonance**
E. Mancini, F. Pressacco, M. Härtinger, E.E. Fullerton, T. Suzuki, G. Woltersdorf, C.H. Back
J. Phys D **46**, 245302 (2013)

- **Properties of Ni/Co multilayers as a function of the number of multilayer repetitions**

M. Haertinger, C.H. Back, S.H. Yang, S.S.P. Parkin, G. Woltersdorf
J Phys D **46**, 175001 (2013)

Literatur

- [1] S. X. Wang et al. *Magnetic Information Storage Technology: A Volume in the Electromagnetism Series*. Academic press, 1999.
- [2] I. Neudecker. “Magnetization Dynamics of Confined Ferromagnetic Systems”. Dissertation. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2006.
- [3] F. Kronast. “Spins unter Kontrolle”. *Physik in unserer Zeit* 41 (2010), S. 111.
- [4] F. Hoffmann. “Magnetic anisotropies of (Ga,Mn)As films and nanostructures”. Dissertation. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2010.
- [5] G. Binasch et al. “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”. *Phys. Rev. B* 39 (1989), S. 4828.
- [6] M. N. Baibich et al. “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices”. *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), S. 2472.
- [7] P. Bruno. “Die Entdeckung des Riesen-Magnetowiderstandes. Physik-Nobelpreis 2007”. *Physik in unserer Zeit* 38 (2007), S. 272.
- [8] S. S. Parkin et al. “Magnetic domain-wall racetrack memory”. *Science* 320 (2008), S. 190.
- [9] M. Hayashi et al. “Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register”. *Science* 320 (2008), S. 209.
- [10] A. Fert et al. “Skyrmions on the track”. *Nature Nanotechnology* 8 (2013), S. 152.
- [11] C. Chappert et al. “The emergence of spin electronics in data storage”. *Nature Materials* 6 (2007), S. 813.
- [12] M. D. Stiles et al. “Anatomy of spin-transfer torque”. *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 014407.
- [13] A. Brataas et al. “Current-induced torques in magnetic materials”. *Nature Materials* 11 (2012), S. 372.
- [14] L. Liu et al. “Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum”. *Science* 336 (2012), S. 555.
- [15] K. Garello et al. “Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures”. *Nature Nanotechnology* 8 (2013), S. 587.

- [16] I. Mihai Miron et al. “Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer”. *Nature Materials* 9 (2010), S. 230.
- [17] I. M. Miron et al. “Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection”. *Nature* 476 (2011), S. 189.
- [18] M. Obstbaum. “Inverse spin Hall effect in metallic heterostructures”. Dissertation. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2015.
- [19] A. van den Brink et al. “Spin-Hall-assisted magnetic random access memory”. *Appl. Phys. Lett.* 104, 012403 (2014).
- [20] J. E. Hirsch. “Spin Hall Effect”. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), S. 1834.
- [21] Y. Tserkovnyak et al. “Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers”. *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 224403.
- [22] Y. Tserkovnyak et al. “Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films”. *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 117601.
- [23] Y. Tserkovnyak et al. “Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures”. *Rev. Mod. Phys.* 77 (2005), S. 1375.
- [24] J. H. E. Griffiths. “Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals”. *Nature* 158 (1946), S. 670.
- [25] C. Kittel. “Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment”. *Phys. Rev.* 71 (1947), S. 270.
- [26] C. Kittel. “On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption”. *Phys. Rev.* 73 (1948), S. 155.
- [27] C. Kittel. “Physical Theory of Ferromagnetic Domains”. *Rev. Mod. Phys.* 21 (1949), S. 541.
- [28] L. D. Landau et al. “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”. *Physik. Z. Sowjetunion* 8 (1935), S. 153.
- [29] M. Farle. “Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers”. *Reports on Progress in Physics* 61 (1998), S. 755.
- [30] M. Härtinger. “Magnetische Eigenschaften neuer ferromagnetischer Materialien”. Diplomarbeit. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2011.
- [31] M. Helsen et al. “Non-linear radial spinwave modes in thin magnetic disks”. *Appl. Phys. Lett.* 106, 032405 (2015).
- [32] B. L. Mesler et al. “X-ray imaging of nonlinear resonant gyrotropic magnetic vortex core motion in circular permalloy disks”. *Journal of Applied Physics* 111, 07D311 (2012).
- [33] H. Bauer. “Linear and nonlinear magnetization dynamics in thin ferromagnetic films and nanostructures”. Dissertation. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2014.

-
- [34] H. G. Bauer et al. “Nonlinear spin-wave excitations at low magnetic bias fields”. *Nature Communications* 6 (2015), S. 8274.
 - [35] J. M. D. Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, 2011.
 - [36] S. Blundell. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press, 2001.
 - [37] T. Meier. “Temperaturabhängige Messungen des inversen Spin-Hall-Effekts”. Bachelorarbeit. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2012.
 - [38] M. Buchner. “Magnetische Untersuchungen ultradünner Eisenfilme auf unterschiedlichen Substraten”. Masterarbeit. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2012.
 - [39] G. Woltersdorf. “Spin pumping and two-magnon scattering in magnetic multilayers”. Dissertation. Simon Fraser University, Physics Department, 2004.
 - [40] M. G. Cottam. *Linear and Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Superlattices*. World Scientific, 1994.
 - [41] I. Dzyaloshinsky. “A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics”. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 4 (1958), S. 241.
 - [42] T. Moriya. “Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism”. *Phys. Rev.* 120 (1960), S. 91.
 - [43] J. R. Macdonald. “Ferromagnetic Resonance and the Internal Field in Ferromagnetic Materials”. *Proceedings of the Physical Society. Section A* 64 (1951), S. 968.
 - [44] X. Liu et al. “Ferromagnetic resonance in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ dilute magnetic semiconductors”. *Journal of Physics: Condensed Matter* 18 (2006), R245.
 - [45] B. Heinrich et al. “Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions”. *Advances in Physics* 42 (1993), S. 523.
 - [46] P. Krivosik et al. “Hamiltonian formulation of nonlinear spin-wave dynamics: Theory and applications”. *Phys. Rev. B* 82 (2010), S. 184428.
 - [47] B. Heinrich et al. *Ultrathin Magnetic Structures II*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
 - [48] T. L. Gilbert. “A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field”. *Phys. Rev.* 100 (1955), S. 1243.
 - [49] S. V. Vonsovskii. *Ferromagnetic Resonance*. Pergamon Press, Oxford, 1966.
 - [50] B. Hillebrands et al. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002.

- [51] I. Neudecker et al. “Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 307 (2006), S. 148.
- [52] J. Smit et al. “Physical properties of ferrites”. *Advances in electronics and electron physics* 6 (1954), S. 69.
- [53] J. Smit et al. “Ferromagnetic resonance absorption in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, a highly anisotropic crystal”. *Philips Res. Rep* 10 (1955), S. 113.
- [54] Z. Celinski et al. “Using ferromagnetic resonance to measure the magnetic moments of ultrathin films”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 166 (1997), S. 6.
- [55] S. S. Kalarickal et al. “Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods”. *Journal of Applied Physics* 99, 093909 (2006),
- [56] R. Urban et al. “Gilbert Damping in Single and Multilayer Ultrathin Films: Role of Interfaces in Nonlocal Spin Dynamics”. *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 217204.
- [57] R. Arias et al. “Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films”. *Phys. Rev. B* 60 (1999), S. 7395.
- [58] R. D. McMichael et al. “Localized Ferromagnetic Resonance in Inhomogeneous Thin Films”. *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 227601.
- [59] C. E. Patton et al. “Relaxation Processes for Ferromagnetic Resonance in Thin Films”. *Journal of Applied Physics* 38 (1967), S. 1358.
- [60] B. Heinrich et al. “Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures”. *Journal of Applied Physics* 91 (2002), S. 7523.
- [61] H. Suhl. “Theory of the magnetic damping constant”. *IEEE Transactions on Magnetism* 34 (1998), S. 1834.
- [62] B. Heinrich et al. “The Influence of s-d Exchange on Relaxation of Magnons in Metals”. *Physica Status Solidi B* 23 (1967), S. 501.
- [63] V. Kamberský. “On ferromagnetic resonance damping in metals”. *Czechoslovak Journal of Physics* 26 (1976), S. 1366.
- [64] M. Kiessling. “Magnetization Dynamics in Rare-Earth Doped Permalloy Films”. Dissertation. Universität Regensburg, Fakultät Physik, 2006.
- [65] M. Haertinger et al. “Properties of Ni/Co multilayers as a function of the number of multilayer repetitions”. *Journal of Physics D: Applied Physics* 46 (2013), S. 175001.
- [66] B. Heinrich et al. *Ultrathin Magnetic Structures III*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.

-
- [67] E. Edwards. "Spin Waves - Fundamental Concepts". 2012.
- [68] P. E. Wigen. *Nonlinear phenomena and chaos in magnetic materials*. Hrsg. von P. E. Wigen. World Scientific, 1994.
- [69] P. Krivosik et al. "Hamiltonian formalism for two magnon scattering microwave relaxation: Theory and applications". *Journal of Applied Physics* 101, 083901 (2007).
- [70] E. Schlömann. "Fine Structure in the Decline of the Ferromagnetic Resonance Absorption with Increasing Power Level". *Phys. Rev.* 116 (1959), S. 828.
- [71] M. Hurben et al. "Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 139 (1995), S. 263.
- [72] M. Hurben et al. "Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized anisotropic films". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 163 (1996), S. 39.
- [73] R. Damon et al. "Magnetostatic modes of a ferromagnet slab". *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 19 (1961), S. 308.
- [74] A. Gurevich et al. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, 1996.
- [75] R. W. Damon et al. "Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab". *Journal of Applied Physics* 31 (1960), S. 104.
- [76] L. R. Walker. "Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance". *Phys. Rev.* 105 (1957), S. 390.
- [77] B. A. Kalinikos et al. "Nonlinear Spin Waves in Magnetic Films and Structures: Physics and Devices". In: *Recent Advances in Magnetic Insulators - From Spintronics to Microwave Applications*. Hrsg. von M. Wu et al. Bd. 64. Solid State Physics. Academic Press, 2013, S. 193.
- [78] B. A. Kalinikos et al. "Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions". *Journal of Physics C: Solid State Physics* 19 (1986), S. 7013.
- [79] B. Kalinikos. "Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films". *Microwaves, Optics and Antennas, IEE Proceedings H* 127 (1980), S. 4.
- [80] M. Sparks. "Ferromagnetic Resonance in Thin Films. I. Theory of Normal-Mode Frequencies". *Phys. Rev. B* 1 (1970), S. 3831.
- [81] M. Sparks. "Effect of Exchange on Magnetostatic Modes". *Phys. Rev. Lett.* 24 (1970), S. 1178.
- [82] R. E. De Wames et al. "Dipole-Exchange Spin Waves in Ferromagnetic Films". *Journal of Applied Physics* 41 (1970), S. 987.

- [83] E. Schlömann et al. “Recent Developments in Ferromagnetic Resonance at High Power Levels”. *Journal of Applied Physics* 31 (1960), S386.
- [84] E. Schlömann. “Spin-wave analysis of ferromagnetic resonance in polycrystalline ferrites”. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 6 (1958), S. 242.
- [85] H. Suhl. “The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers”. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 1 (1957), S. 209.
- [86] T. Gerrits et al. “Direct Detection of Nonlinear Ferromagnetic Resonance in Thin Films by the Magneto-Optical Kerr Effect”. *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007), S. 207602.
- [87] Y. Kobljanskyj et al. “Nano-structured magnetic metamaterial with enhanced nonlinear properties”. *Scientific Reports* 2 (2012), S. 478.
- [88] J. H. Scofield. “Frequency-domain description of a lock-in amplifier”. *American Journal of Physics* 62 (1994), S. 129.
- [89] B. C. Wadell. *Transmission line design handbook*. Artech House Publishers, 1991.
- [90] K. J. Kennewell et al. “Calculation of spin wave mode response induced by a coplanar microwave line”. *Journal of Applied Physics* 101 (2007), S. 090000.
- [91] G. Counil et al. “Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods”. *Journal of Applied Physics* 95 (2004), S. 5646.
- [92] A. Vlcek et al. *Hochfrequenztechnik 1, Hochfrequenzfilter, Leitungen, Antennen*. Springer Verlag, Berlin, 2000.
- [93] S. Zhang et al. “Ferromagnetic resonance of micrometer-sized samples”. *Journal of Applied Physics* 81 (1997), S. 4307.
- [94] S. Zhang et al. “High-sensitivity ferromagnetic resonance measurements on micrometer-sized samples”. *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997), S. 2756.
- [95] O. Zinke et al. *Hochfrequenztechnik 1*. Springer-Verlag, 2000.
- [96] J. C. Rautio et al. “Microstrip conductor loss models for electromagnetic analysis”. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 51 (2003), S. 915.
- [97] D. M. Pozar. *Microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2009.
- [98] P. Klaer et al. “Element-specific ferromagnetic resonance in epitaxial Heusler spin valve systems”. *Journal of Physics D: Applied Physics* 44 (2011), S. 425004.

-
- [99] T. Martin et al. "Layer resolved magnetization dynamics in interlayer exchange coupled Ni₈₁Fe₁₉/Ru/Co₉₀Fe₁₀ by time resolved x-ray magnetic circular dichroism". *Journal of Applied Physics* 103, 07B112 (2008).
- [100] T. Martin et al. "Layer resolved magnetization dynamics in coupled magnetic films using time-resolved x-ray magnetic circular dichroism with continuous wave excitation". *Journal of Applied Physics* 105, 07D310 (2009).
- [101] D. A. Arena et al. "Weakly coupled motion of individual layers in ferromagnetic resonance". *Phys. Rev. B* 74 (2006), S. 064409.
- [102] G. Boero et al. "Element-resolved x-ray ferrimagnetic and ferromagnetic resonance spectroscopy". *New Journal of Physics* 10 (2008), S. 013011.
- [103] G. Boero et al. "Double-resonant x-ray and microwave absorption: Atomic spectroscopy of precessional orbital and spin dynamics". *Phys. Rev. B* 79 (2009), S. 224425.
- [104] D. A. Arena et al. "Combined time-resolved x-ray magnetic circular dichroism and ferromagnetic resonance studies of magnetic alloys and multilayers (invited)". *Journal of Applied Physics* 101, 09C109 (2007).
- [105] W. E. Bailey et al. "Precessional dynamics of elemental moments in a ferromagnetic alloy". *Phys. Rev. B* 70 (2004), S. 172403.
- [106] T. Kachel. "The PM3 beamline at BESSY II". *Journal of large-scale research facilities* 2 (2016), S. 48.
- [107] T. Kachel et al. "A soft X-ray plane-grating monochromator optimized for elliptical dipole radiation from modern sources". *Journal of Synchrotron Radiation* 22 (2015), S. 1301.
- [108] G. Woltersdorf et al. "Microwave Assisted Switching of Single Domain Ni₈₀Fe₂₀ Elements". *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 227207.
- [109] C. Abert et al. "magnum.fe: A micromagnetic finite-element simulation code based on {FEniCS}". *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 345 (2013), S. 29.
- [110] A. Kakay et al. "Speedup of FEM Micromagnetic Simulations With Graphical Processing Units". *IEEE Transactions on Magnetics* 46 (2010), S. 2303.
- [111] R. Chang et al. "FastMag: Fast micromagnetic simulator for complex magnetic structures (invited)". *Journal of Applied Physics* 109 (2011), S. 070000.
- [112] T. Fischbacher et al. "A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag". *IEEE Transactions on Magnetics* 43 (2007), S. 2896.

- [113] A. Vansteenkiste et al. “MuMax: a new high-performance micromagnetic simulation tool”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 323 (2011), S. 2585.
- [114] A. Vansteenkiste et al. “The design and verification of MuMax3”. *AIP Advances* 4, 107133 (2014).
- [115] M. J. Donahue et al. *OOMMF User’s guide*. US Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards und Technology, 1999.
- [116] L. Lopez-Diaz et al. “Micromagnetic simulations using Graphics Processing Units”. *Journal of Physics D: Applied Physics* 45 (2012), S. 323001.
- [117] J. Nickolls et al. “Scalable Parallel Programming with CUDA”. *Queue* 6 (2008), S. 40.
- [118] V. Castel et al. “Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film YIG/Pt system”. *Phys. Rev. B* 86 (2012), S. 134419.
- [119] H. Kurt et al. “Spin-memory loss at 4.2 K in sputtered Pd and Pt and at Pd/Cu and Pt/Cu interfaces”. *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 4787.
- [120] F. J. Jedema et al. “Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve.” *Nature* 416 (2002), S. 713.
- [121] T. Kimura et al. “Large Spin Accumulation in a Permalloy-Silver Lateral Spin Valve”. *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 196604.
- [122] S. Mizukami et al. “Ferromagnetic resonance linewidth for NM/80NiFe/NM films (NM=Cu, Ta, Pd and Pt)”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 226 - 230 (2001), S. 1640.
- [123] S. Mizukami et al. “Effect of spin diffusion on Gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films”. *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 104413.
- [124] M. Haertinger et al. “Spin pumping in YIG/Pt bilayers as a function of layer thickness”. *Phys. Rev. B* 92 (2015), S. 054437.
- [125] M. Zwierzycki et al. “First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films”. *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 064420.
- [126] E. Saitoh et al. “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect”. *Appl. Phys. Lett.* 88, 182509 (2006).
- [127] F. D. Czeschka et al. “Scaling Behavior of the Spin Pumping Effect in Ferromagnet-Platinum Bilayers”. *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), S. 046601.

-
- [128] A. Azevedo et al. “Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment”. *Phys. Rev. B* 83 (2011), S. 144402.
- [129] M. Obstbaum et al. “Inverse spin Hall effect in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ /normal-metal bilayers”. *Phys. Rev. B* 89 (2014), S. 060407.
- [130] P. W. Brouwer. “Scattering approach to parametric pumping”. *Phys. Rev. B* 58 (1998), R10135.
- [131] A. Brataas et al. “Non-collinear magnetoelectronics”. *Physics Reports* 427 (2006), S. 157.
- [132] M. Büttiker et al. “Generalized many-channel conductance formula with application to small rings”. *Phys. Rev. B* 31 (1985), S. 6207.
- [133] M. Büttiker. “Four-Terminal Phase-Coherent Conductance”. *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), S. 1761.
- [134] M. Büttiker et al. “Dynamic conductance and the scattering matrix of small conductors”. *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993), S. 4114.
- [135] M. Büttiker et al. “Current partition in multiprobe conductors in the presence of slowly oscillating external potentials”. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* 94 (1994), S. 133.
- [136] A. Brataas et al. “Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations”. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* 22 (2001), S. 99.
- [137] J. Fabian et al. “Semiconductor spintronics”. *Acta Physica Slovaca* 57 (2007), S. 565.
- [138] O. Mosendz et al. “Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers”. *Phys. Rev. B* 82 (2010), S. 214403.
- [139] X. Wang et al. “Voltage Generation by Ferromagnetic Resonance at a Non-magnet to Ferromagnet Contact”. *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), S. 216602.
- [140] C. Hahn et al. “Detection of Microwave Spin Pumping Using the Inverse Spin Hall Effect”. *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), S. 217204.
- [141] B. Heinrich et al. “Spin Pumping at the Magnetic Insulator (YIG)/Normal Metal (Au) Interfaces”. *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), S. 066604.
- [142] D. Wei et al. “Spin Hall voltages from a.c. and d.c. spin currents”. *Nature Communications* 5 (2014).
- [143] Z. Feng et al. “Spin Hall angle quantification from spin pumping and microwave photoresistance”. *Phys. Rev. B* 85 (2012), S. 214423.
- [144] I. Žutić et al. “Spintronics: Fundamentals and applications”. *Rev. Mod. Phys.* 76 (2004), S. 323.

- [145] M. I. Dyakonov. “Magnetoresistance due to Edge Spin Accumulation”. *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 126601.
- [146] M. I. Dyakonov. “Spin Hall Effect”. *ArXiv e-prints* 1210.3200 (2012).
- [147] M. Weiler et al. “Spin Pumping and Spin Currents in Magnetic Insulators”. In: *Recent Advances in Magnetic Insulators - From Spintronics to Microwave Applications*. Hrsg. von M. Wu et al. Bd. 64. Solid State Physics. Academic Press, 2013, S. 123.
- [148] O. Mosendz et al. “Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory”. *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010), S. 046601.
- [149] H. Jiao et al. “Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect”. *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), S. 217602.
- [150] N. Mecking et al. “Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips”. *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 224430.
- [151] J. Smit. “Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures”. *Physica* 17 (1951), S. 612.
- [152] L. Berger. “Influence of Spin-Orbit Interaction on the Transport Processes in Ferromagnetic Nickel Alloys, in the Presence of a Degeneracy of the 3d Band”. *Journal of Applied Physics* 34 (1963), S. 1360.
- [153] L. Berger. “Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the 3d band”. *Physica* 30 (1964), S. 1141.
- [154] Y. Kajiwara et al. “Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator”. *Nature* 464 (2010), S. 262.
- [155] C. Hahn et al. “Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta”. *Phys. Rev. B* 87 (2013), S. 174417.
- [156] M. Weiler et al. “Experimental Test of the Spin Mixing Interface Conductivity Concept”. *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), S. 176601.
- [157] T. Kasuya et al. “Relaxation Mechanisms in Ferromagnetic Resonance”. *Phys. Rev. Lett.* 6 (1961), S. 223.
- [158] S. M. Rezende et al. “Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers”. *Appl. Phys. Lett.* 102, 012402 (2013).
- [159] C. Burrowes et al. “Enhanced spin pumping at yttrium iron garnet/Au interfaces”. *Appl. Phys. Lett.* 100, 092403 (2012).
- [160] O. d’Allivy Kelly et al. “Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system”. *Appl. Phys. Lett.* 103, 082408 (2013).

-
- [161] C. Hauser et al. “High Quality Yttrium Iron Garnet Grown by Room Temperature Pulsed Laser Deposition and Subsequent Annealing”. *ArXiv e-prints* 1502.06724 (2015).
- [162] M. B. Jungfleisch et al. “Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ heterostructures measured by the inverse spin Hall effect”. *Phys. Rev. B* 91 (2015), S. 134407.
- [163] B. Heinrich et al. “Dynamic Exchange Coupling in Magnetic Bilayers”. *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 187601.
- [164] H. L. Wang et al. “Large spin pumping from epitaxial $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ thin films to Pt and W layers”. *Phys. Rev. B* 88 (2013), S. 100406.
- [165] S. Geprägs et al. “Investigation of induced Pt magnetic polarization in Pt/ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ bilayers”. *Appl. Phys. Lett.* 101, 262407 (2012).
- [166] M. Althammer et al. “Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids”. *Phys. Rev. B* 87 (2013), S. 224401.
- [167] Y. Sun et al. “Growth and ferromagnetic resonance properties of nanometer-thick yttrium iron garnet films”. *Appl. Phys. Lett.* 101, 152405 (2012).
- [168] Y. Sun et al. “Damping in Yttrium Iron Garnet Nanoscale Films Capped by Platinum”. *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), S. 106601.
- [169] N. Vlietstra et al. “Spin-Hall magnetoresistance in platinum on yttrium iron garnet: Dependence on platinum thickness and in-plane/out-of-plane magnetization”. *Phys. Rev. B* 87 (2013), S. 184421.
- [170] N. Vlietstra et al. “Simultaneous detection of the spin-Hall magnetoresistance and the spin-Seebeck effect in platinum and tantalum on yttrium iron garnet”. *Phys. Rev. B* 90 (2014), S. 174436.
- [171] C. H. Du et al. “Probing the Spin Pumping Mechanism: Exchange Coupling with Exponential Decay in $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Barrier}/\text{Pt}$ Heterostructures”. *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013), S. 247202.
- [172] L. Liu et al. “Review and Analysis of Measurements of the Spin Hall Effect in Platinum”. *ArXiv e-prints* 1111.3702 (2011).
- [173] J.-C. Rojas-Sánchez et al. “Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces”. *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), S. 106602.
- [174] R. Meservey et al. “Surface Relaxation Times of Conduction-Electron Spins in Superconductors and Normal Metals”. *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978), S. 805.
- [175] T. Tanaka et al. “Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals”. *Phys. Rev. B* 77 (2008), S. 165117.

- [176] C.-F. Pai et al. "Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten". *Appl. Phys. Lett.* 101, 122404 (2012).
- [177] G. Dewar et al. "Ferromagnetic antiresonance transmission of 24 GHz radiation through nickel (20 to 364 C)". *Canadian Journal of Physics* 55 (1977), S. 821.
- [178] G. Woltersdorf et al. "Magnetization Dynamics due to Pure Spin Currents in Magnetic Double Layers". *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 246603.
- [179] Q. Leng et al. "Magnetic dead layers in NiFe/Ta and NiFe/Si/diamond-like carbon films". *Journal of Applied Physics* 87 (2000), S. 6621.
- [180] S. Parkin. *Dead layers in NiFe/Ta*. personal communication.
- [181] T. Liu et al. "Large enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Co-FeB/MgO system with the typical Ta buffer replaced by an Hf layer". *AIP Advances* 2, 032151 (2012).
- [182] J. Sinha et al. "Enhanced interface perpendicular magnetic anisotropy in Ta|CoFeB|MgO using nitrogen doped Ta underlayers". *Appl. Phys. Lett.* 102, 242405 (2013).
- [183] M. Obstbaum et al. "Tuning Spin Hall Angles by Alloying". *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016), S. 167204.
- [184] T. Tepper et al. "Pulsed laser deposition and refractive index measurement of fully substituted bismuth iron garnet films". *Journal of Crystal Growth* 255 (2003), S. 324.
- [185] R. Krsmanović et al. "Structural and luminescence investigation on gadolinium gallium garnet nanocrystalline powders prepared by solution combustion synthesis". *Nanotechnology* 18 (2007), S. 325604.
- [186] M. Kallmayer et al. "Reduction of surface magnetism of Co₂Cr_{0.6}Fe_{0.4}Al Heusler alloy films". *Appl. Phys. Lett.* 88, 072506 (2006).
- [187] M. Kallmayer et al. "Interface magnetization of ultrathin epitaxial Co₂FeSi(110)/Al₂O₃ films". *Journal of Physics D: Applied Physics* 40 (2007), S. 1552.
- [188] D. Huang et al. "Orbital moments of CrO₂ and Fe₃O₄ studied by {MCD} in soft X-ray absorption". *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 137 - 140 (2004), S. 633.
- [189] Q.-H. Yang et al. "Effects of off-stoichiometry and density on the magnetic and magneto-optical properties of yttrium iron garnet films by magnetron sputtering method". *Journal of Applied Physics* 108, 073901 (2010).
- [190] T. Goto et al. "Vacuum annealed cerium-substituted yttrium iron garnet films on non-garnet substrates for integrated optical circuits". *Journal of Applied Physics* 113, 17A939 (2013).

-
- [191] T. Goto et al. “A nonreciprocal racetrack resonator based on vacuum-annealed magneto-optical cerium-substituted yttrium iron garnet”. *Opt. Express* 22 (2014), S. 19047.
- [192] M. C. Onbasli et al. “Integration of bulk-quality thin film magneto-optical cerium-doped yttrium iron garnet on silicon nitride photonic substrates”. *Opt. Express* 22 (2014), S. 25183.
- [193] X. Y. Sun et al. “Single-Step Deposition of Cerium-Substituted Yttrium Iron Garnet for Monolithic On-Chip Optical Isolation”. *ACS Photonics* 2 (2015), S. 856.
- [194] I. H. Solt. “Temperature Dependence of YIG Magnetization”. *Journal of Applied Physics* 33 (1962), S. 1189.
- [195] E. E. Anderson. “Molecular Field Model and the Magnetization of YIG”. *Phys. Rev.* 134 (1964), A1581.
- [196] J. D. Litster et al. “NMR Study of Iron Sublattice Magnetization in YIG and GdIG”. *Journal of Applied Physics* 37 (1966), S. 1320.
- [197] H. A. Algra et al. “Temperature dependence of the saturation magnetization of ion-implanted YIG films”. *Applied Physics A* 29 (1982), S. 83.
- [198] G. P. Rodrigue et al. “Resonance Measurements in Magnetic Garnets”. *Journal of Applied Physics* 31 (1960), S376.
- [199] J. F. Dillon et al. “Effects of Rare Earth Impurities on Ferrimagnetic Resonance in Yttrium Iron Garnet”. *Phys. Rev. Lett.* 3 (1959), S. 30.
- [200] E. G. Spencer et al. “Low-Temperature Line-Width Maximum in Yttrium Iron Garnet”. *Phys. Rev. Lett.* 3 (1959), S. 32.
- [201] V. V. Danilov et al. “Low-temperature ferromagnetic resonance in epitaxial garnet films on paramagnetic substrates”. *Soviet Physics Journal* 32 (1989), S. 276.
- [202] M. Maryško. “Paramagnetic resonance losses in GGG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) substrates”. *Czechoslovak Journal of Physics B* 39 (1989), S. 116.
- [203] S. M. Wu et al. “Paramagnetic Spin Seebeck Effect”. *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), S. 186602.
- [204] E. Montoya et al. “Spin transport in Au films: An investigation by spin pumping”. *Journal of Applied Physics* 111, 07C512 (2012).
- [205] J. Foros et al. “Scattering of spin current injected in Pd(001)”. *Journal of Applied Physics* 97, 10A714 (2005).
- [206] T. Shinjo et al. “Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy”. *Science* 289 (2000), S. 930.
- [207] R. P. Cowburn et al. “Single-Domain Circular Nanomagnets”. *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), S. 1042.

- [208] A. Wachowiak et al. “Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores”. *Science* 298 (2002), S. 577.
- [209] J. Raabe et al. “Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks”. *Journal of Applied Physics* 88 (2000), S. 4437.
- [210] H. G. Bauer et al. “Vortex Core Reversal Due to Spin Wave Interference”. *Phys. Rev. Lett.* 112 (2014), S. 077201.
- [211] S.-K. Kim et al. “Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents”. *Appl. Phys. Lett.* 92, 022509 (2008).
- [212] K. Nakano et al. “All-electrical operation of magnetic vortex core memory cell”. *Appl. Phys. Lett.* 99, 262505 (2011).
- [213] S. Bohlens et al. “Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness”. *Appl. Phys. Lett.* 93, 142508 (2008).
- [214] M. Bolte et al. “Time-Resolved X-Ray Microscopy of Spin-Torque-Induced Magnetic Vortex Gyration”. *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), S. 176601.
- [215] M. Sproll et al. “Low-amplitude magnetic vortex core reversal by non-linear interaction between azimuthal spin waves and the vortex gyromode”. *Appl. Phys. Lett.* 104, 012409 (2014).
- [216] R. L. Compton et al. “Dynamics of a Pinned Magnetic Vortex”. *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), S. 137202.
- [217] M. Schneider et al. “Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders”. *Journal of Applied Physics* 92 (2002), S. 1466.
- [218] M. Heumann et al. “True Single Domain and Configuration-Assisted Switching of Submicron Permalloy Dots Observed by Electron Holography”. *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 077202.
- [219] R. V. Verba et al. “Spin-wave excitation modes in thick vortex-state circular ferromagnetic nanodots”. *Phys. Rev. B* 93 (2016), S. 214437.
- [220] E. F. F. Chladni. *Entdeckungen über die Theorie des Klanges*. Weidmanns Erben und Reich (Leipzig), 1787.
- [221] T. D. Rossing. “Chladni’s law for vibrating plates”. *American Journal of Physics* 50 (1982), S. 271.
- [222] M. Buess et al. “Fourier Transform Imaging of Spin Vortex Eigenmodes”. *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004), S. 077207.
- [223] M. Buess et al. “Excitations with negative dispersion in a spin vortex”. *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 104415.
- [224] K. Perzlmaier et al. “Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure”. *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 057202.

-
- [225] D. Kverno et al. *A Study of Vibrating Plates*. URL: <http://www.phy.davidson.edu/stuhome/derekk/chladni/pages/menu.htm>.
- [226] K. Y. Guslienko et al. "Spin-waves in cylindrical magnetic dot arrays with in-plane magnetization". *Journal of Applied Physics* 87 (2000), S. 6337.
- [227] J. Jorzick et al. "Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements". *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 047204.
- [228] C. Bayer et al. "Spin waves in an inhomogeneously magnetized stripe". *Phys. Rev. B* 69 (2004), S. 134401.
- [229] M. Sparks. "Magnetostatic modes in an infinite circular disk". *Solid State Communications* 8 (1970), S. 731.
- [230] G. Rado et al. "Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal". *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 11 (1959), S. 315.
- [231] K. Y. Guslienko et al. "Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes". *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 132402.
- [232] L. Giovannini et al. "Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states". *Phys. Rev. B* 70 (2004), S. 172404.
- [233] A. A. Thiele. "Steady-State Motion of Magnetic Domains". *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973), S. 230.
- [234] A. A. Thiele. "Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains". *Journal of Applied Physics* 45 (1974), S. 377.
- [235] D. L. Huber. "Dynamics of spin vortices in two-dimensional planar magnets". *Phys. Rev. B* 26 (1982), S. 3758.
- [236] C. E. Zaspel et al. "Excitations in vortex-state permalloy dots". *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 024427.
- [237] B. A. Ivanov et al. "Magnon modes and magnon-vortex scattering in two-dimensional easy-plane ferromagnets". *Phys. Rev. B* 58 (1998), S. 8464.
- [238] J. P. Park et al. "Interactions of Spin Waves with a Magnetic Vortex". *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 167201.
- [239] F. Hoffmann et al. "Mode degeneracy due to vortex core removal in magnetic disks". *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 014416.
- [240] K. Y. Guslienko et al. "Dynamic Origin of Azimuthal Modes Splitting in Vortex-State Magnetic Dots". *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), S. 247203.
- [241] K. Y. Guslienko et al. "Topological gauge field in nanomagnets: Spin-wave excitations over a slowly moving magnetization background". *Phys. Rev. B* 81 (2010), S. 014414.

- [242] V. Novosad et al. “Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots”. *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 024455.
- [243] J. A. Osborn. “Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid”. *Phys. Rev.* 67 (1945), S. 351.
- [244] R. I. Joseph et al. “Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Bodies”. *Journal of Applied Physics* 36 (1965), S. 1579.
- [245] R. I. Joseph. “Ballistic Demagnetizing Factor in Uniformly Magnetized Cylinders”. *Journal of Applied Physics* 37 (1966), S. 4639.
- [246] M. Sato et al. “Simple and approximate expressions of demagnetizing factors of uniformly magnetized rectangular rod and cylinder”. *Journal of Applied Physics* 66 (1989), S. 983.
- [247] M. Beleggia et al. “On the computation of the demagnetization tensor field for an arbitrary particle shape using a Fourier space approach”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 263 (2003), S. L1.
- [248] M. Beleggia et al. “On the computation of the demagnetization tensor for particles of arbitrary shape”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 272, Supplement (2004), E1197.
- [249] S. Tandon et al. “On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part I: Analytical approach”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 271 (2004), S. 9.
- [250] S. Tandon et al. “On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part II: numerical approach”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 271 (2004), S. 27.
- [251] M. Beleggia et al. “Demagnetization factors for elliptic cylinders”. *Journal of Physics D: Applied Physics* 38 (2005), S. 3333.
- [252] R. McMichael et al. “Comparison of magnetostatic field calculation methods on 2-D square grids as applied to a micromagnetic standard problem”. *Journal of Applied Physics* 85 (1999), S. 111.
- [253] K. Y. Guslienko. “Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries”. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* 8 (2008), S. 2745.
- [254] F. R. Morgenthaler. “On the Possibility of Obtaining Large Amplitude Resonance in Very Thin Ferrimagnetic Disks”. *Journal of Applied Physics* 33 (1962), S. 1297.
- [255] V. S. L’vov. “Wave turbulence under parametric excitation”. *Springer, Berlin, Heidelberg* 36 (1994), S. 37.
- [256] J. Goulon et al. “X-ray detected ferromagnetic resonance in thin films”. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems* 53 (2006), S. 169.

- [257] J. C. Fuggle et al. “Core-level binding energies in metals”. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 21 (1980), S. 275.
- [258] A. Thompson et al. “X-ray data booklet (2009)” (2009).
- [259] H. Suhl. “Subsidiary Absorption Peaks in Ferromagnetic Resonance at High Signal Levels”. *Phys. Rev.* 101 (1956), S. 1437.
- [260] H. Suhl. “Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles”. *Phys. Rev.* 97 (1955), S. 555.
- [261] J. O. Artman. “Ferromagnetic Resonance in Metal Single Crystals”. *Phys. Rev.* 105 (1957), S. 74.
- [262] O. Yalcin. *Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications*. InTech, 2013.
- [263] B. Hillebrands et al. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*. Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 2006.
- [264] K. Vogt et al. “Optical detection of vortex spin-wave eigenmodes in microstructured ferromagnetic disks”. *Phys. Rev. B* 84 (2011), S. 174401.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Promotion beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Christian Back für die großartige Möglichkeit meine Doktorarbeit unter seiner Anleitung zu schreiben. Er hatte jeder Zeit ein offenes Ohr und stand mir in jeder Lage mit Rat und Tat zur Seite.
- Prof. Georg Woltersdorf für die intensive Begleitung während der Diplomarbeit. Ebenso Prof. Dieter Weiss für die Erlaubnis, den Reinraum zur Probenherstellung zu nutzen.
- Sebastian Gönnerwein, Prof. Bryan Hickey und Arpita Mitra für die Herstellung der untersuchten YIG- und YIG/Pt-Schichten.
- Hermann Stoll für seine Ratschläge und Hilfe bei der Entwicklung des erweiterten VNA-FMR-Aufbaus.
- Hans Bauer, Martin Decker, Martin Obstbaum und Tobias Weindler für den regen Gedankenaustausch in Fragen der Probenherstellung und bei wissenschaftlichen Diskussionen.
- Torsten Kachel, Hans Bauer, Ajay Gangwar, Chen Luo und Martin Schön, die mir bei den XMCD-FMR-Messungen am Elektronenspeicherring Bessy II in Berlin zur Seite gestanden sind.
- Helmut Körner, Johannes Stigloher, Markus Hollnberger und allen Kollegen am Lehrstuhl Back für die Hilfsbereitschaft und die angenehme Atmosphäre sowohl im Labor als auch im Büro, aber auch für die zusätzlichen Aktivitäten neben der Forschung.

Zu allerletzt schließlich meinen Eltern, meinem Bruder und meiner Ehefrau für ihre Geduld und Unterstützung während der gesamten Zeit an der Universität Regensburg.